

Ionisationszustände und magnetische Topologie koronaler Massenauswürfe

Von der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina

zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

von

Thomas Henke

aus Karl-Marx-Stadt

1. Referent:	Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier
2. Referent:	Prof. Dr. Rainer Schwenn
eingereicht am:	27. Mai 1999
mündliche Prüfung am:	8. Juli 1999
	Braunschweig 1999

Vorabveröffentlichungen der Dissertation

Teile aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen

Henke, T., Woch, J., Mall, U., Livi, S., Wilken, B., Schwenn, R., Gloecker, G., von Steiger, R., Forsyth, R. J., Balogh, A., Differences in the O^{+7}/O^{+6} ratio of magnetic cloud and noncloud coronal mass ejections, *Geophysical Research Letters*, v. 25, No. 18, p. 3465 (1998).

Tagungsbeiträge

Henke, T., Woch, J., Mall, U., Wilken, B., Geiss, J., Gloecker, G., Ion composition and charge state analysis of Coronal Mass Ejections encountered by Ulysses at different heliographic latitudes (Poster), Tagung der European Geophysical Society, Wien, Österreich, 1997

Henke, T., Woch, J., Mall, U., Wilken, B., Geiss, J., Gloecker, G., Galvin, A. B., Forsyth, R. J., Balogh, A., ULYSSES/SWICS: Ion Composition and Charge State Analysis of 14 Coronal Mass Ejections at Different Heliographic Latitudes (Vortrag), IAGA-Tagung, Uppsala, Schweden, 1997

Henke, T., Woch, J., Mall, U., Wilken, B., Geiss, J., Gloecker, G., Galvin, A. B., Forsyth, R. J., Balogh, A., Charge state distributions of minor solar wind ions inside coronal mass ejections with different magnetic topologies (Vortrag), American Geophysikal Union, Herbsttagung, San Francisco, USA, 1997.

Henke, T., Woch, J., Mall, U., Wilken, J., Gloecker, G., von Steiger, R., Forsyth, R. J., Balogh, A., Differences in the O^{7+}/O^{6+} ratio of magnetic cloud and non-cloud Coronal Mass Ejections (Poster), Solar Wind Nine Conference, Nantucket, MA, USA, 1998

INHALT

1 EINLEITUNG.....	7
2 GRUNDLAGEN.....	10
2.1 Die Atmosphäre der Sonne	10
2.1.1 Photosphäre und Chromosphäre	11
2.1.2 Korona.....	13
2.1.3 Chemische Zusammensetzung.....	16
2.2 Der Sonnenwind.....	17
2.3 Koronale Massenauswürfe (CMEs).....	20
2.3.1 Identifikation von CMEs im interplanetaren Raum.....	25
2.3.2 Magnetische Wolken	28
3 EXPERIMENTELLE GRUNDLAGEN UND DATENANALYSE.....	32
3.1 Das <i>Solar Wind Ion Composition Spectrometer</i> (SWICS)	33
3.1.1 Aufbau und Funktionsprinzip	34
3.1.2 Die DPU.....	36
3.1.3 Die Bestimmung von Ladungszustandsverhältnissen aus m/q -Spektren.....	39
3.1.4 Die Bestimmung der Sonnenwindparameter	43
3.2 Die Magnetfeldmessung (VHM/FGM).....	43
4 UNTERSUCHUNGSERGEBNISSE.....	45
4.1 Identifikation von CMEs in den <i>Ulysses</i> -Daten.....	45
4.2 Identifikation magnetischer Wolken in den <i>Ulysses</i> -Daten.....	50
4.3 Die Ladungszustandsverteilungen schwerer Ionen in koronalen Massenauswürfen und im kontinuierlichen Sonnenwind	52
4.4 Der Zusammenhang zwischen Ionisationsverhältnis und magnetischer Topologie... 56	
4.4.1 Das Ladungszustandsverhältnis O^{7+}/O^{6+}	57
4.4.2 Das Ladungszustandsverhältnis C^{6+}/C^{5+}	59
4.4.3 Das Ladungszustandsverhältnis Si^{10+}/Si^{9+}	61
4.4.4 Das Ladungszustandsverhältnis Fe^{12+}/Fe^{11+}	63
5 DISKUSSION.....	65
5.1 Die Wechselwirkung von CMEs und Sonnenwind im interplanetaren Raum.....	65
5.2 Das <i>freezing in</i> -Prinzip	68
5.3 Der Ionisationszustand von CMEs und Sonnenwind	74
5.3.1 Die Elektronentemperatur	75

5.3.2 Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile	82
5.3.3 Berechnung der Ladungszustandsverhältnisse O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} im schnellen und im langsamen Sonnenwind	85
5.3.4 Berechnung der O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse von CMEs, die nicht die Struktur einer magnetischen Wolke besitzen.....	87
5.3.5 Berechnung der O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse von CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke.....	89
5.3.6 Dichte- und Geschwindigkeitsveränderungen	93
 6 ZUSAMMENFASSUNG	96
 7 LITERATUR.....	98
 ANHANG A1.....	105
 ANHANG A2.....	108
 ANHANG A3.....	110
 DANKSAGUNG.....	113
 LEBENS LAUF	115

1 Einleitung

Koronale Massenauswürfe (*coronal mass ejections*, CMEs) gehören zu den spektakulärsten eruptiven Ereignissen, die auf der Sonne beobachtet werden. Ihre blasen- oder strahlenförmigen Strukturen entwickeln sich in der Korona über einige Stunden zu Größen von mehreren Sonnenradien. Dann lösen sie sich von der Sonne ab und bewegen sich als mehr oder weniger geschlossene Plasmablasen mit Geschwindigkeiten zwischen 400 und 1500 km/s durch den interplanetaren Raum. Die Masse des herausgeschleuderten CME-Materials beträgt typischerweise einige 10^{12} kg.

Trotzdem begann die wissenschaftliche Untersuchung dieser großskaligen Ereignisse erst mit der *Skylab*-Mission 1973/74. Der Grund: Koronale Massenauswürfe können nur mit Koronagraphen außerhalb der Erdatmosphäre gut beobachtet werden. Das Gesichtsfeld erdgebundener Koronagraphen (etwa $2 R_S$) ist zu klein, um einen CME voll zu erfassen, und Bilder der Korona während einer nur wenige Minuten dauernden totalen Sonnenfinsternis können die Entwicklung des Ereignisses nicht zeigen. Die Bilder des *Skylab*-Koronagraphen regten auch eine nachträgliche Untersuchung alter Aufnahmen von Sonnenfinsternissen an. Die erneute Analyse der Bilder ergab, daß man schon früher gelegentlich CMEs beobachtet hatte, ohne ihre Besonderheit und Bedeutung zu erkennen. Sogar auf einer Aufnahme aus dem Jahr 1860 sind CME-Strukturen gefunden worden [Eddy, 1974]. Neben der optischen Beobachtung koronaler Massenauswürfe in Sonnennähe spielt auch die Analyse des ausgeworfenen Materials eine wichtige Rolle. Das CME-Plasma kann noch in mehreren Astronomischen Einheiten (AE) Entfernung von der Sonne klar vom Sonnenwindplasma unterschieden werden. Dazu werden im wesentlichen Magnetometer und Teilchenspektrometer benutzt, die es erlauben, das Magnetfeld bzw. die Verteilungsfunktionen der Plasmakomponenten zu bestimmen. Einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis von CMEs bringen in letzter Zeit moderne Massenspektrometer, mit denen sich detaillierte Untersuchungen der Plasmakomposition und der Ionenladungsverteilungen in CMEs durchführen lassen.

Seit den ersten Bildern von *Skylab* hat sich die Untersuchung koronaler Massenauswürfe zu einem wichtigen Arbeitsgebiet der Sonnenphysik entwickelt. Das liegt zum einen daran, daß grundsätzliche Fragen der Entstehung und Entwicklung von CMEs nach wie vor nicht schlüssig beantwortet sind und zum anderen in der Bedeutung dieser Ereignisse für die solar-terrestrischen Beziehungen. Es ist heute unumstritten, daß CMEs ein wichtiger Auslöser geomagnetischer Aktivität sind. Im Rahmen des soge-

nannten *space weather*-Programms wird zum Beispiel versucht, durch CMEs ausgelöste geomagnetische Stürme vorherzusagen.

In der vorliegenden Arbeit werden zwei Eigenschaften der koronalen Massenauswürfe untersucht, die unmittelbar mit ihrem Entstehungsprozeß zusammenhängen: Die Ionisationszustände schwerer Ionen und die magnetische Topologie. Auf dem Weg der schweren Ionen durch die expandierende Korona werden wegen der Dichteabnahme Ionisations- und Rekombinationsprozesse bald so unwahrscheinlich, daß sich die bis dahin eingestellten Ionisationsverhältnisse nicht mehr verändern. Eine Messung dieser Ionisationsverhältnisse in großer Entfernung von der Sonne ermöglicht daher immer noch Rückschlüsse auf die physikalischen Bedingungen in der Korona. Mit Hilfe dieses sogenannten *freezing in*-Prinzips [Hundhausen et al., 1968] können die Temperatur-, Dichte und Geschwindigkeitsbedingungen im Entstehungsgebiet von koronalen Massenauswürfen untersucht werden.

Grundlage der vorliegenden Arbeit sind Plasma- und Magnetfelddaten koronaler Massenauswürfe, die von der Raumsonde *Ulysses* zwischen 1991 und 1996 beobachtet wurden. Nach ihrem Start im Oktober 1990 flog die Sonde zuerst in Richtung Jupiter. Sie erreichte den Planeten im Februar 1992 und wurde von dessen Schwerkraft auf eine polare Bahn gelenkt. In der zweiten Jahreshälfte 1994 überflog *Ulysses* den Südpol der Sonne und knapp ein Jahr später den Nordpol. Die ursprünglich für eine Sonnumrundung ausgelegte Mission wurde inzwischen um einen zweiten Umlauf verlängert. Die Polpassagen während der zweiten Sonnumrundung werden, im Gegensatz zur ersten, zu Zeiten aktiver Sonne stattfinden. Wegen der ungewöhnlichen Bahn der Raumsonde wurden die in dieser Arbeit untersuchten koronalen Massenauswürfe bei sehr unterschiedlichen heliographischen Breiten und Entfernungen beobachtet. Außerdem hat während des relativ langen Beobachtungszeitraums die Aktivität der Sonne stark abgenommen. Veränderungen der CMEs unter dem Einfluß dieser Faktoren werden genannt und diskutiert.

Das zweite Kapitel dieser Arbeit ist eine Einführung in wichtige Beobachtungsergebnisse, Zusammenhänge und physikalischen Konzepte zu den Gebieten Sonnenatmosphäre, Sonnenwind und interplanetarer Raum. Die Darstellung orientiert sich im wesentlichen an der Bedeutung dieser Themenbereiche für das Verständnis der koronalen Massenauswürfe.

Im dritten Kapitel werden die *Ulysses*-Mission, das Teilchenspektrometer SWICS (*Solar Wind Ion Composition Spectrometer*) und das Magnetometer VHM (*Vector Helium Magnetometer*) vorgestellt. Das Vorgehen bei der Aufbereitung und Auswertung der Daten dieser Instrumente wird erläutert.

Im vierten Kapitel werden die Ergebnisse einer Analyse der SWICS-Daten und der Magnetfelddaten von 57 koronalen Massenauswürfen beschrieben. Hauptresultat der Untersuchung ist ein enger Zusammenhang zwischen den Ionisationszuständen schwerer Ionen in den CMEs und der magnetischen Topologie dieser Ereignisse.

Das fünfte Kapitel beschäftigt sich mit der Einordnung und Diskussion der gefundenen Ergebnisse. Für Sauerstoff und Silizium werden die Ionisationsgleichungssysteme gelöst, die die radiale Entwicklung der Ionisationszustände dieser Elemente in der Korona beschreiben. Auf der Grundlage dieser Berechnungen werden die Veränderungen der Temperatur-, Dichte- und Geschwindigkeitsverhältnisse im Entstehungsgebiet koronaler Massenauswürfe diskutiert.

2 Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Themenbereiche Sonnenatmosphäre, interplanetares Medium und koronale Massenauswürfe. Die Darstellung der Atmosphäre der Sonne und des interplanetaren Raums orientiert sich an der Bedeutung dieser Regionen für die Entstehung und Entwicklung von CMEs. Eine annähernd vollständige Abhandlung dieser Themen ist nicht beabsichtigt. Es werden wichtige Beobachtungsergebnisse beschrieben und Modelle und Konzepte vorgestellt, die für die weitere Arbeit von Bedeutung sind. Die Behandlung der koronalen Massenauswürfe ist wesentlich umfassender. Dabei werden zum einen die in erster Linie auf der Grundlage optischer Beobachtungen gewonnenen Kenntnisse über die Struktur und die Entwicklung koronaler Massenauswürfe in der Sonnenatmosphäre vorgestellt. Zum anderen werden die Plasma- und Magnetfeldsignaturen der Überreste dieser Ereignisse im interplanetaren Raum erläutert. In diesem Zusammenhang wird auch der Begriff der magnetischen Wolke eingeführt.

2.1 Die Atmosphäre der Sonne

Zur Sonnenatmosphäre gehören im engeren Sinne die Photosphäre und die Chromosphäre. Im weiteren Sinne wird auch die Korona dazu gerechnet, die sich nicht im statischen Gleichgewicht befindet und in den Sonnenwind und das interplanetare Medium übergeht. Wichtige physikalische Größen, die den Zustand der Sonnenatmosphäre beschreiben, wie z.B. Temperatur- und Druckverlauf in Abhängigkeit von der Höhe oder die chemische Zusammensetzung, können nicht direkt gemessen werden, lassen sich aber mit Hilfe von Modellannahmen aus spektralen Beobachtungen ableiten. Vor allem die äußere Sonnenatmosphäre ist durch den Einfluß des solaren Magnetfelds stark strukturiert. Die Bandbreite der Erscheinungen reicht von den weniger als 200 Kilometer großen *network bright points*, die mit erdgebundener Beobachtungstechnik gerade noch aufgelöst werden können, bis hin zu Supergranulationszellen von mehreren zehntausend Kilometern Durchmesser oder Protuberanzen von einigen hunderttausend Kilometern Länge. Die Lebensdauer ist bei großskaligen Strukturen in der Regel größer als bei kleinskaligen. Typische Werte liegen zwischen einigen Minuten und mehreren Monaten. Die Häufigkeit und die Stärke vieler vorübergehender Phänomene hängen vom Sonnenzyklus ab. Im folgenden werden die mittleren physikalischen Eigenschaften

der Sonnenatmosphäre dargestellt und die charakteristischen Strukturen der einzelnen Regionen beschrieben.

2.1.1 Photosphäre und Chromosphäre

Die **Photosphäre** ist die unterste nur wenige hundert Kilometer dicke Schicht der Sonnenatmosphäre. Von außen nach innen ändern sich in diesem Bereich die Eigenschaften der Sonnenatmosphäre von optisch dünn zu optisch dick. Die äußere Grenze der Photosphäre bestimmt daher auch den optischen Sonnenrand. Eine Analyse des photosphärischen Lichts gibt Aufschluß über den Aufbau der Photosphäre. Aus der Randverdunklung, d.h. dem Helligkeitsabfall von der Mitte zum Rand der Sonnenscheibe, kann schon ohne detaillierte Untersuchung auf den Temperaturverlauf in der Photosphäre geschlossen werden. Die Randverdunklung ist für kurzwelliges Licht stärker als für langwelliges. Daraus folgt, daß auf der Sonnenscheibe tiefe, heiße Schichten und am Sonnenrand höhere, kühle Schichten beobachtet werden. Abb. 2.1 zeigt den Temperatur- und Dichteverlauf in der Sonnenatmosphäre. In der Photosphäre ist ein Temperaturabfall mit zunehmender Höhe von etwa 7000 K auf 4000 K und eine Abnahme der Gesamtdichte von ca. 10^{17} Teilchen/cm³ auf 10^{15} Teilchen/cm³ zu beobachten.

Zur Bestimmung der atmosphärischen Größen Temperatur, Druck und Dichte aus optischen Beobachtungen muß aus der beobachteten Strahlungsintensität die Ergiebigkeit (Quellfunktion, *source function*) ermittelt werden. Sie ist von den Absorptions- und

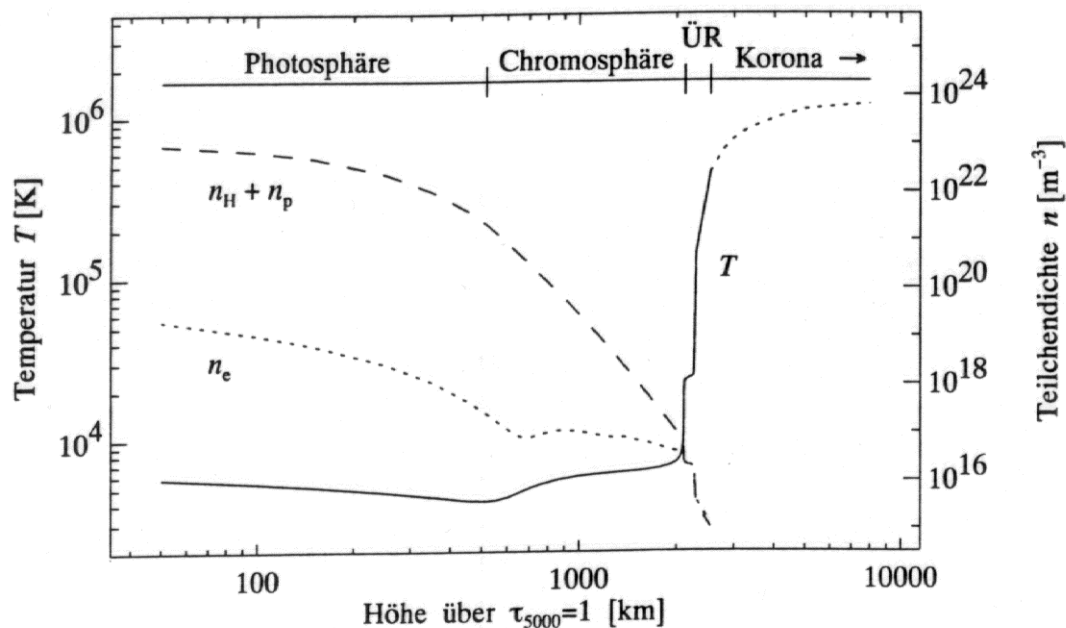


Abb. 2.1: Temperatur und Dichteverlauf in der Sonnenatmosphäre aus dem Modell von Vernazza et al. [1981], nach Peter [1996].

Emissionsprozessen in der Sonnenatmosphäre abhängig. Im Prinzip müssen bei der Bestimmung der Ergiebigkeit alle in Frage kommenden Absorptions- und Emissionsprozesse einzeln berücksichtigt werden. In der Photosphäre tritt eine wesentliche Vereinfachung ein, weil sie sich im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) befindet. Das bedeutet, daß die statistischen Teilchengeschwindigkeiten, die Besetzung der Atomzustände und das lokale Verhältnis von Absorption und Emission mit einer einzigen Temperatur beschrieben werden können. Die Ergiebigkeit ist in diesem Fall durch das Plancksche Strahlungsgesetz bestimmt und somit allein eine Funktion der Temperatur. Druck und Dichte können dann unter bestimmten Annahmen über den Zustand der Atmosphäre (z.B. hydrostatisches Gleichgewicht) berechnet werden. Eine ausführliche Behandlung dieses Themas ist z.B. bei Stix [1989] oder Schatzman und Praderie [1993] zu finden.

Ob in einem bestimmten Bereich der Sonnenatmosphäre LTE-Bedingungen vorliegen, kann durch die Thermalisierungslänge abgeschätzt werden. Die Thermalisierungslänge ist die Strecke, die ein Teilchen, das aus einem Stoß-, Ionisations-, Anregungs- oder Emissionsprozeß hervorgegangen ist, zurücklegen muß, bevor es so viele weitere Stöße, Absorptions- oder Emissionsprozesse durchgemacht hat, daß es von der restlichen Teilchenpopulation nicht mehr unterschieden werden kann. LTE-Bedingungen herrschen, wenn die Thermalisierungslänge kürzer ist als die Entfernung, über die sich die Temperatur merklich ändert. Durch diese Definition wird deutlich, daß LTE im gleichen Bereich der Sonnenatmosphäre für bestimmte physikalische Prozesse und Teilchenarten gelten kann und für andere nicht. Ein sehr gutes Beispiel dafür ist der *freezing in*-Prozeß, der in dieser Arbeit eine zentrale Rolle spielt und dem deswegen an dieser Stelle kurz vorgegriffen werden soll. In der unteren Korona sind Stöße zwischen Elektronen noch häufig genug, um (zumindest annähernd) eine Maxwellverteilung zu erzeugen. Für die Elektronen herrschen also LTE-Bedingungen. Dagegen werden wegen der starken Dichteabnahme Stöße zwischen Elektronen und schweren Sonnenwindionen (z.B. Sauerstoffionen) extrem selten. Es finden keine Ionisations- und Rekombinationsprozesse mehr statt, und der Ladungszustand der Ionen paßt sich ab einer bestimmten Höhe in der Korona nicht mehr der lokalen Elektronentemperatur an.

Die **Chromosphäre** ist die etwa 2000 km dicke und um den Faktor 10^3 bis 10^4 dünnere Schicht oberhalb der Photosphäre. Der obere Rand der Chromosphäre ist nicht scharf begrenzt. Er wird von den sogenannten Spiculen gebildet, die bis zu Höhen von etwa 10000 km in die Korona hineinreichen. Die Spiculen besitzen die relativ kühle chromosphärische Temperatur von ca. 10^4 K. Die Chromosphäre ist wegen ihrer geringen Dichte normalerweise neben der viel helleren Photosphäre ohne besondere Hilfsmittel nicht zu sehen. Nur bei Sonnenfinsternissen, wenn der Mond gerade die Photosphäre abdeckt, erscheint sie kurzzeitig als farbiger Saum am dunklen Rand des Mondes (daher stammt auch der Name). Für den unteren kugelsymmetrischen Bereich der Chromosphäre kann ähnlich wie bei der Photosphäre das Temperaturprofil aus optischen Beobachtungen bestimmt werden. Es ist allerdings notwendig, Abweichungen

vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht zu berücksichtigen. In Abb. 2.1 sind der Temperatur- und Dichteverlauf in der Chromosphäre dargestellt. Während die Gesamtdichte in der Chromosphäre kontinuierlich weiter auf etwa 10^{11} Teilchen/cm³ abfällt, steigt die Temperatur wieder bis zu einem ausgedehnten Plateau bei ungefähr 6000 K an. Eine mögliche Ursache für diesen Temperaturanstieg ist die Dissipation von Schallwellen [Stix, 1989].

In der **Übergangsregion** zwischen Chromosphäre und Korona steigt die Temperatur über eine Strecke von nur etwa 1000 km von 10^4 K auf 10^6 K an. Die Dichte fällt weiter ab, macht aber nicht einen so dramatischen Sprung wie die Temperatur (Abb. 2.1). Diese Werte wurden aus Beobachtungen von Emissionslinien der Übergangsregion ermittelt. Bei der dazu notwendigen Bestimmung der Ergiebigkeit mußten wegen der starken Temperatur- und Dichtegradienten Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht berücksichtigt werden. Die Frage nach der Ursache des extremen Temperaturanstiegs ist noch nicht zufriedenstellend beantwortet. Die akustischen Wellen, die höchstwahrscheinlich für die Heizung der unteren Chromosphäre verantwortlich sind, kommen für die Heizung der Übergangsregion bzw. der Korona nicht in Betracht. Ihre Energie wird schon in der Chromosphäre vollständig dissipiert. Die auffällig starke Strukturierung der Korona durch das solare Magnetfeld läßt es jedoch möglich erscheinen, daß die Aufheizung durch die Dissipation magnetohydrodynamischer Wellen oder elektrischer Ströme bewirkt wird. Zur Anregung von MHD-Wellen wäre eine sehr starke Bewegung der Fußpunkte magnetischer Flußröhren in der Photosphäre notwendig. Bisher konnte die Existenz solcher in die Korona laufenden MHD-Wellen noch nicht nachgewiesen werden. Die Heizung durch Dissipation elektrischer Ströme wurde von Parker [1972, 1983] vorgeschlagen. Dieser Prozeß wird auch als topologische Dissipation bezeichnet. Er ist auch bei nur langsamer Bewegung der Fußpunkte der Magnetfeldstrukturen möglich. Wenn sich Magnetfeldbögen entgegengesetzter Polarität einander nähern, entstehen sehr dünne instabile Stromschichten. Es kommt zu einer Reorganisation des Magnetfelds, und die Ströme in den Stromschichten werden dissipiert. Die bei diesen Rekonnexionsprozessen frei werdende Energie könnte die Korona aufheizen. Ein ähnlicher Mechanismus wird auch als mögliche Ursache für die Entstehung koronaler Massenauswürfe diskutiert.

2.1.2 Korona

Der steile Temperaturanstieg in der Übergangsregion endet mit dem Eintritt in die Korona. Die Korona ist der äußerste, sehr ausgedehnte Teil der Sonnenatmosphäre, der letztlich in den Sonnenwind übergeht. Das hohe Temperaturniveau von etwa 10^6 K wird über mehrere Sonnenradien gehalten. Wegen ihrer niedrigen Dichte ist die Korona nur während Sonnenfinsternissen oder mit Koronagraphen sichtbar. Entsprechend den drei

Anteilen, aus denen sich das sichtbare Spektrum der Korona zusammensetzt, unterscheidet man K-, L- und F-Korona.

Die K-Komponente (Kontinuums-Komponente) entsteht durch Streuung photosphärischen Lichts an freien Elektronen in der Korona (Thomson-Streuung). Wegen der hohen Temperatur bewegen sich die streuenden Elektronen so schnell, daß die im Spektrum der Photosphäre vorkommenden Fraunhoferschen Absorptionslinien durch den thermischen Dopplereffekt vollkommen verschmiert werden und nur noch ein Kontinuum beobachtet wird. Außerdem ist das Licht der K-Korona relativ stark polarisiert. Die sich radial von der Sonne weg bewegenden Photonen werden bevorzugt senkrecht zur Einfallrichtung gestreut. Da der elektrische Feldvektor senkrecht zu Bewegungsrichtung sowohl der einfallenden als auch der gestreuten Photonen gerichtet ist, zeigt sich eine Polarisierung der K-Korona tangential zum Sonnenrand. Diese Polarisierung hat ein Maximum in der Ebene senkrecht zur Sichtlinie und fällt für andere solare Längen symmetrisch ab. Aus Messungen der Polarisationshelligkeit kann die Elektronendichte der Korona bestimmt werden [Koutchmy, 1992, Fisher und Guhathakurta, 1995]. Wegen der starken Strukturierung der Korona müssen diese Untersuchungen für die verschiedenen Bereiche der Korona (koronale Löcher, äquatoriale Gebiete) gesondert durchgeführt werden.

Die L-Komponente (Linien-Komponente) besteht aus einer großen Anzahl von Emissionslinien, die in der Korona selbst entstehen. Ihr Anteil an der Gesamtstrahlung beträgt nur etwas mehr als ein Prozent. Durch die Analyse der Emissionslinien kann die Elektronentemperatur bestimmt werden. Erst 1942 wurden die ersten dieser Linien durch Edlén [1942] als verbotene Übergänge hochionisierter Atome wie z.B. FeX oder FeXIV identifiziert. Durch das hohe Ionisationspotential dieser Ionen wurde klar, daß in der Korona Temperaturen von ca. 10^6 K herrschen. Die Emissionslinien können nur entstehen, weil die Elektronendichte der Korona sehr niedrig ist, und Stoßprozesse deswegen sehr selten sind. Bei höheren Dichten wäre die Wahrscheinlichkeit dieser Strahlungsübergänge viel geringer als die Wahrscheinlichkeit der Abregung durch Stöße. Deswegen werden die Übergänge auch als "verboten" bezeichnet.

Bei der F-Komponente (Fraunhofer-Komponente) handelt es sich um photosphärisches Licht, das an interplanetaren Staubteilchen gestreut wird. Diese Teilchen können ab etwa zehn Sonnenradien Entfernung von der Sonne existieren. Sie sind relativ langsam. Es gibt keine Dopplerverbreiterung der Fraunhoferlinien, und die Spektren des ursprünglichen Sonnenlichts und des Streulichts sind identisch. Das Licht der F-Korona ist eigentlich Zodiakallicht.

In dem sehr heißen und dünnen, vollständig ionisierten Plasma der Korona ist das Verhältnis von Gasdruck zu magnetischem Druck viel kleiner als eins. Das hat zur Folge, daß das Plasma das Magnetfeld nicht mit sich führen kann, sondern daß vielmehr das Magnetfeld die Dynamik des Plasmas bestimmt. In der Strukturierung der Korona beobachtet, wird der Verlauf des Magnetfelds sichtbar. Die magnetische Aktivität unterliegt periodischen Veränderungen. Der am besten bekannte Indikator dafür ist

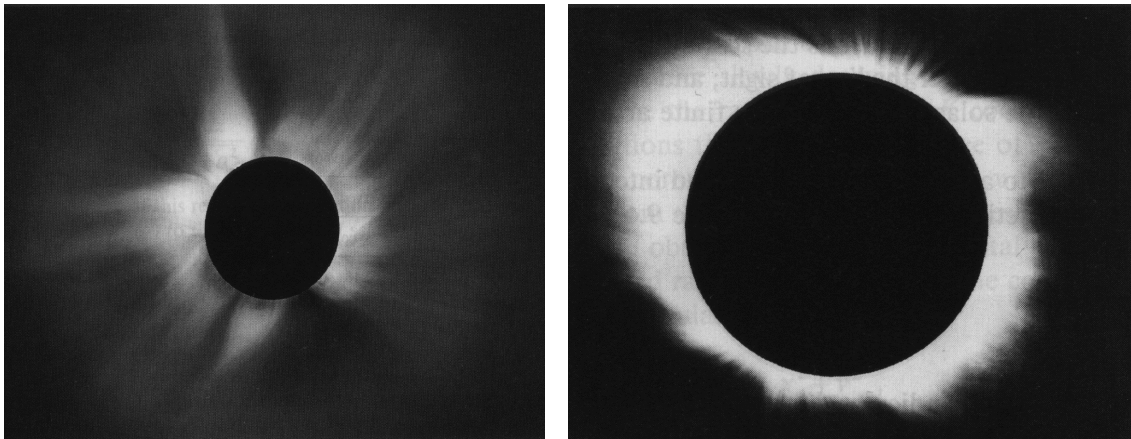


Abb. 2.2: Maximumkorona (links) und Minimumkorona (rechts) aus Stix [1989].

der 11-jährige Sonnenfleckenzyklus. Entsprechend diesem Zyklus variiert auch die Form der Korona (Abb. 2.2). Während des Sonnenfleckenminimums zeigt die Korona allgemein wenig Struktur. Über den Polgebieten werden *polar plumes* beobachtet, die sehr plastisch das Bild nach außen offener Feldlinien vermitteln. Die Korona während des Sonnenfleckenmaximums ist deutlich stärker strukturiert als die Minimumkorona. Über den Polen weist sie zwar immer noch offene Magnetfeldstrukturen auf, aber die Äquatorgebiete bis hinauf zu Breiten von ca. 50° sind jetzt von Aktivitätsgebieten und großen geschlossenen Magnetfeldbögen bedeckt. Die äußersten Feldlinien dieser sogenannten *helmet streamer* (engl., nach ihrer Ähnlichkeit mit einer Pickelhaube) laufen in den interplanetaren Raum. Zwischen ihnen bildet sich eine Stromschicht aus, da die Magnetfeldrichtung auf der einen Seite des *helmet streamers* zur Sonne hin und auf der anderen von der Sonne weg zeigt. Weiter außen vereinigen sich die Schichten zur heliosphärischen Stromschicht. Mit der Sonnenaktivität hängt auch die Häufigkeit koronaler Massenauswürfe zusammen (Tab. 2.3). Der Start der Raumsonde *Ulysses* fand kurz nach dem Aktivitätsmaximum von Sonnenzyklus 22 statt. Die Anfangsphase der *Ulysses*-Mission (Oktober 1990 bis Februar 1992), in der sich die Sonde in der Ekliptik befand, fiel in den Zeitraum der Maximumkorona, während die Polüberflüge (Juni bis November 1994 und Juni bis September 1995) zu Zeiten der Minimumkorona stattfanden.

Im Röntgen- und UV-Bereich kann die Korona auch auf der Sonnenscheibe beobachtet werden (Abb. 2.3). Dabei fallen sofort große relativ dunkle, also kühlere, Gebiete über den Polregionen auf. Diese koronalen Löcher sind die bereits erwähnten Gebiete offener Feldlinien und die Quellen des schnellen Sonnenwinds. In Zeiten geringer Sonnenaktivität sind die koronalen Löcher erheblich größer als während des Aktivitätsmaximums. Einzelne Ausläufer können dann bis zum Sonnenäquator reichen. Zwischen den koronalen Löchern über den Polregionen befindet sich der Aktivitätsgürtel der Sonne (engl. *streamer belt*), aus dem der langsame Sonnenwind hervorgeht. Diese Zone, in der bei Beobachtungen im sichtbaren Bereich die *helmet streamer* zu sehen sind, ist

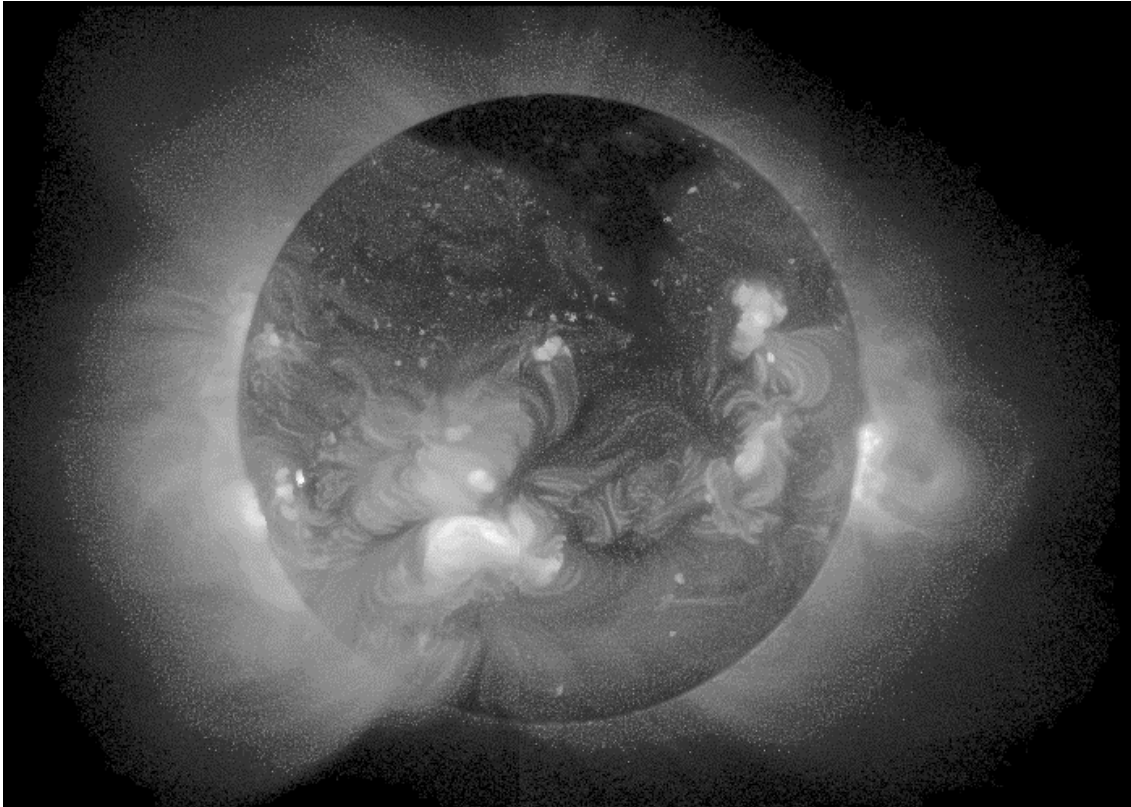


Abb. 2.3: Aufnahme des Röntgenteleskops SXT (*soft x-ray telescope*) auf dem Satelliten *Yohkoh* [<http://www.lmsal.com/SXT/homepage.html>] vom 8. 5. 1992 zu Zeiten starker Sonnenaktivität. Die dunklen Gebiete über den polaren Bereichen sind die koronalen Löcher. Die geschlossenen Magnetfeldstrukturen der Aktivitätsgebiete reichen vom solaren Äquator bis hinauf zu mittleren Breiten.

durch eine Vielzahl von Aktivitätsgebieten mit vorwiegend geschlossenen Magnetfeldstrukturen gekennzeichnet.

2.1.3 Chemische Zusammensetzung

Die am häufigsten angewandte Methode zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der Sonnenatmosphäre ist die Modellierung gemessener Linienspektren. Die Vorgehensweise ist ähnlich wie bei der Bestimmung des Temperaturverlaufs in der Photosphäre [Stix, 1989]. Die chemische Zusammensetzung ist ein weiterer freier Parameter, der so gewählt werden muß, daß die bestmögliche Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den modellierten Linienspektren erzielt wird. Wie bei der Komplexität des Problems nicht anders zu erwarten, ist es nicht möglich, mit einem einzigen atmosphärischen Modell alle beobachteten Linien exakt zu reproduzieren. Es kommt vor, daß eine Linie von einem Modell sehr genau wiedergegeben wird, wenn sie auf der Sonnenscheibe beobachtet wurde, während die selbe Linie am Sonnenrand beobachtet,

Element	Häufigkeit relativ zu Wasserstoff [%]
Helium	9,77±0,79
Kohlenstoff	0,0398±0,0046
Stickstoff	0,0100±0,0012
Sauerstoff	0,0851±0,0069
Neon	0,0123±0,0029
Magnesium	0,0038±0,0004
Silizium	0,0036±0,0004
Schwefel	0,0016±0,0002
Eisen	0,0047±0,0003

Tab. 2.1: Photosphärische Häufigkeiten ($n_{\text{Element}}/n_{\text{H}}$) wichtiger Elemente relativ zu Wasserstoff [Grevesse und Anders, 1991].

von diesem Modell weniger genau reproduziert wird. Eine Ursache dafür könnten vertikale Unterschiede in der Komposition sein. Oft aber ist der genaue physikalische Grund nicht bekannt. Solche Abweichungen werden zur Fehlerabschätzung benutzt. Eine Zusammenstellung der photosphärischen Häufigkeiten der für diese Arbeit wichtigen Elemente findet sich in Tab. 2.1.

2.2 Der Sonnenwind

Die Korona ist wegen ihrer hohen und nach außen nur langsam abfallenden Temperatur nicht statisch, sondern geht in einen kontinuierlichen, von der Sonne weg gerichteten Strom geladener Teilchen über. Parker [1958] entwickelte das erste dynamische Modell dieses Teilchenstroms und prägte die Bezeichnung „Sonnenwind“. Bereits einige Jahre früher hatte Biermann [1951] die Existenz einer von der Sonne kommenden Korpuskularstrahlung postuliert, um die Doppelschweifstruktur zu erklären, die bei vielen Kometen beobachtet wird. Bemerkenswert ist, daß diese Arbeiten entstanden, bevor es in situ-Messungen des Sonnenwinds gab. Der direkte Nachweis des Sonnenwinds konnte erst erbracht werden, als die Fortschritte in der Raumfahrttechnik ein Verlassen der abschirmenden Erdmagnetosphäre möglich machten (Luna/Lunik 1, 1959, Mariner 2, 1962) [Neugebauer und Snyder, 1966]. Für den langsamen Sonnenwind stimmten die gewonnenen Meßergebnisse erstaunlich gut mit Parkers relativ einfachen Berechnungen überein. Seitdem hat eine Vielzahl von Weltraummissionen Informationen über den Sonnenwind geliefert, und es wurden viel detailliertere Sonnenwindmodelle entwickelt.

Der Sonnenwind ist ein sehr dünnes, vollständig ionisiertes, stoßfreies Plasma, das

Sonnenwindtyp	langsam (<400km/s)	schnell (>600km/s)	gesamt
Protonengeschwindigkeit [km/s]	327	702	468
Protonendichte [cm ⁻³]	8,3	2,7	6,1
Protonenflußdichte [10 ⁸ cm ⁻² s ⁻¹]	2,7	1,9	2,66
Heliumanteil [%]	3,8	4,8	4,7

Tab. 2.2: Mittlere Eigenschaften des langsamen und des schnellen Sonnenwinds nach Messungen von *Helios1* und *Helios2* bezogen auf 1AE [nach Schwenn, 1991].

mit Überschallgeschwindigkeit von der Sonne abströmt. Das Hauptgas besteht aus zwei Komponenten, die praktisch den gesamten Massenfluß ausmachen: Protonen und Heliumionen. Der Heliumanteil beträgt einige Prozent. Hinzu kommen einige Hundertstel Prozent schwere Ionen. Die relativen Häufigkeiten der Elemente weichen infolge von Fraktionierungsprozessen während der Beschleunigung des Sonnenwinds zum Teil erheblich von den photosphärischen Häufigkeiten ab. Die Sonnenwindgeschwindigkeit liegt zwischen 250 und 1000km/s. Besonders auffallend ist die starke räumliche und zeitliche Variabilität des Sonnenwindes. Grundsätzlich wird zwischen langsamem und schnellem Sonnenwind unterschieden. Der langsame Sonnenwind entstammt dem Aktivitätsgürtel der Sonne, der schnelle Sonnenwind den koronalen Löchern. Eine Gegenüberstellung wichtiger Eigenschaften befindet sich in Tab. 2.2. Neben den Unterschieden in Geschwindigkeit, Heliumanteil usw. ist besonders die viel größere Variabilität des langsamen Sonnenwinds auffällig. Der schnelle Sonnenwind ist dagegen, wie *Ulysses*-Messungen zeigen, zeitlich nahezu konstant und räumlich sehr homogen [z.B. Woch et al., 1997].

Da die Ausdehnung der Koronalöcher in Richtung Äquator nicht überall auf der Sonne gleich ist, bilden sich infolge der Sonnenrotation Übergangszonen aus, in denen abwechselnd schneller und langsamer Sonnenwind beobachtet wird. Zu Zeiten ruhiger Sonne können Ausläufer der koronalen Löcher so weit in die Äquatorgegend reichen, daß auch die Erde periodisch von schnellen Sonnenwindströmen überstrichen wird. Dann werden mit der Periode der Sonnenrotation wiederkehrende geomagnetische Störungen beobachtet. Die Struktur der Heliosphäre ist stark durch die wechselseitige Beeinflussung von Sonnenwind, Sonnenrotation und solarem Magnetfeld geprägt. Das Magnetfeld ist wegen der hohen Leitfähigkeit im Sonnenwindplasma „eingefroren“, außerdem ist der thermische Druck des Plasmas größer als die Energiedichte des Magnetfelds. Der Plasmameter

$$\beta = \frac{nkT}{B^2/8\pi}$$

ist in diesem Fall größer als eins. Daher bestimmt das Sonnenwindplasma die Bewegung und trägt das Magnetfeld nach außen. Jedes Plasmaelement bleibt magnetisch mit seiner Quellregion auf der Sonne verbunden. Während sich das betrachtete Element annähernd radial nach außen bewegt, dreht sich die Sonne darunter weiter, und es entsteht eine Magnetfeldstruktur in Form einer Archimedischen Spirale (Parker Spirale). Die Krümmung dieser Spiralen ist um so größer, je geringer die Sonnenwindgeschwindigkeit ist. Mit zunehmendem Abstand von der Sonne komprimiert ein schneller Sonnenwindstrom im Sinne der Sonnenrotation vor ihm liegendes langsames Sonnenwindplasma. Auf diese Weise entstehen korotierende Wechselwirkungszone (engl. *corotating interaction region*, CIR).

Seit der Vorstellung von Parkers erstem Sonnenwindmodell ist eine ganze Reihe theoretischer Modelle entwickelt worden, die viele der beobachteten Eigenschaften des Sonnenwinds gut wiedergeben. Trotzdem gelingt es nicht, alle Sonnenwindeigenschaften mit einem einzigen Modell richtig zu reproduzieren, und es gibt eine Reihe offener Fragen hinsichtlich der physikalischen Annahmen, die diesen Modellen zugrunde liegen. Wie bei den Modellen der Sonnenatmosphäre ist die genaue Beschreibung deutlich verschiedener Phänomene, wie des langsamen und schnellen Sonnenwinds, mit ein und dem selben Modell auch nicht zu erwarten. In Parkers [1958] einfachem hydrodynamischen Modell wird ein Gleichungssystem, bestehend aus der Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung) und der Bewegungsgleichung, für ein ionisiertes Wasserstoffgas gelöst. In der Bewegungsgleichung werden nur Druck und Gravitation berücksichtigt. Die Koronatemperatur wird als konstant angenommen. Neuere Modelle [z.B. Bürgi und Geiß, 1986] beinhalten außerdem die Energiebilanz, und es gehen mehrere Komponenten (meist H^+ , He^{++} und e^-) in die Berechnung ein. Die schweren Ionen, die in dieser Arbeit eine zentrale Rolle spielen, werden als Testteilchen betrachtet, die keinen Einfluß auf die Hauptgase haben. Trotzdem sind sie in Sonnenwindmodellen von großer Wichtigkeit, weil die richtige Wiedergabe der im interplanetaren Raum beobachteten Elementhäufigkeiten und Ladungszustände eine wesentliche Randbedingung für die Modelle darstellt.

Ein interessantes Phänomen, das die Komposition des Sonnenwinds beeinflusst, ist der FIP-Effekt (*first ionisation potential*). Teilchen mit einem ersten Ionisationspotential von weniger als 10 eV sind im langsamen Sonnenwind gegenüber ihren photosphärischen Häufigkeiten um etwa einen Faktor vier angereichert. Im schnellen Sonnenwind ist dieser Effekt wesentlich schwächer (Abb. 2.4). Die Ursache des FIP-Effekts ist eine Fraktionierung von Neutralteilchen und Ionen in der Chromosphäre, in einem Bereich, wo die Elemente mit einem niedrigen ersten Ionisationspotential bereits ionisiert sind und die Elemente mit einem hohen ersten Ionisationspotential noch nicht. Eine umfassende Darstellung gibt z.B. der Übersichtsartikel von Henoux [1995].

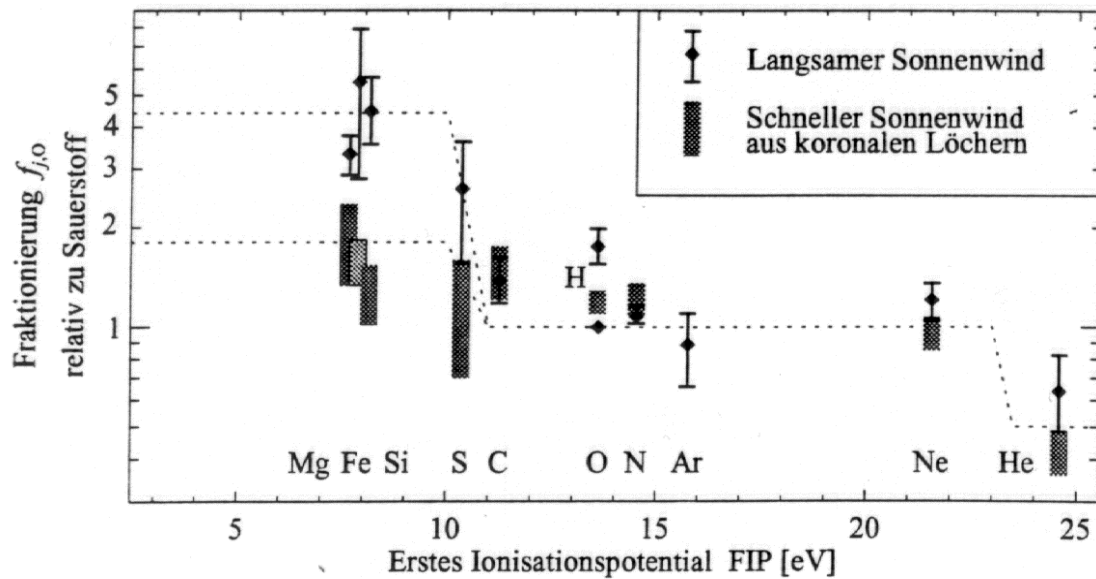


Abb. 2.4: FIP-Effekt nach von Steiger et al. [1995] aus [Peter, 1996].

2.3 Koronale Massenauswürfe (CMEs)

Zwischen drei und acht Prozent des Massenflusses des Sonnenwinds entfallen auf koronale Massenauswürfe [Bird und Edenhofer, 1990]. Auf Koronagraphenaufnahmen zeigen sie sich über dem Sonnenrand als blasen- oder strahlförmige Gebilde, die sich über Zeiträume von einigen Minuten bis zu mehreren Stunden in der Korona entwickeln und dann in den interplanetaren Raum ausgestoßen werden. Die geschlossene magnetische Struktur der CMEs verhindert eine Durchmischung mit dem normalen Sonnenwind. Die Ejekta können daher noch mehrere Astronomische Einheiten (AE) entfernt von der Sonne anhand ihrer besonderen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften erkannt werden.

In der Literatur wird die Bezeichnung „koronaler Massenauswurf“ bzw. „CME“ in der Regel nur für die mit Koronagraphen in Sonnennähe beobachteten Ereignisse verwendet. Die im interplanetaren Raum beobachteten Auswirkungen der CMEs werden dagegen Ejekta oder ICMEs (*interplanetary* CMEs) genannt. Einige Autoren verwenden statt der Bezeichnung CME den Begriff SME (*solar mass ejection*), weil sich gezeigt hat, daß nicht nur koronales Material in den interplanetaren Raum ausgeworfen wird. In der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich der aus historischen Gründen weiter verbreitete Begriff CME verwendet. Auf eine Unterscheidung zwischen CMEs und ICMEs wird verzichtet, weil Mißverständnisse kaum auftreten können.

Die Erforschung koronaler Massenauswürfe ist ein relativ junger Bereich der Sonnenphysik. Erst die spektakulären Aufnahmen des *ATM*-Koronagraphen während der *Skylab*-Mission 1973/74 [Gosling et al. 1974, MacQueen et al. 1974] rückten die CMEs in den Blickpunkt des wissenschaftlichen Interesses. Der Grund für die späte Entdek-

kung sind in erster Linie beobachtungstechnische Schwierigkeiten. Seit der Erfindung des Koronagraphen durch Lyot [1932] ist die Beobachtung der Korona zwar auch unabhängig von Sonnenfinsternissen möglich, das Gesichtsfeld erdgebundener Koronagraphen ist aber durch das Streulicht der Erdatmosphäre auf etwas mehr als zwei Sonnenradien begrenzt. Erst ein Koronagraph mit einem Gesichtsfeld von mindestens vier bis fünf Sonnenradien, der wenigstens ein Bild pro Stunde liefert, ist in der Lage, die räumliche und zeitliche Entwicklung eines koronalen Massenauswurfs annähernd vollständig zu erfassen. Diese Anforderungen werden nur von im Weltraum stationierten Koronagraphen erfüllt. Der *ATM*-Koronagraph auf *Skylab* hatte z.B. ein Gesichtsfeld von 1,6 bis 6R_S. Später lieferten der *Solwind*-Koronagraph auf dem Satellit *P78-1* (1979- 1985) [Koomen et al., 1975] und das *C/P*-Instrument (*coronagraph/polarimeter*) auf dem *SMM*-Satellit (*solar maximum mission*, 1980, 1984-1989) [MacQueen et al., 1980] umfangreiches Bildmaterial über CMEs. Der seit Dezember 1995 in Betrieb befindliche Koronagraph *LASCO* (*large angle and spectrometric coronagraph*) [Brueckner et al., 1995] auf der Raumsonde *SOHO* (*solar and heliospheric observatory*) kann die Korona in einem Abstand von 1,1 bis 32 Sonnenradien beobachten.

Die optischen Beobachtungen zeigen, daß Form, Größe und auch Beschleunigungsprofil der koronalen Massenauswürfe sehr unterschiedlich sein können. Von verschiedenen Autoren ist eine Einteilung der CMEs entsprechend ihrer morphologischen Eigenschaften vorgenommen worden [Howard et al., 1985, Übersichtsartikel von Bird und Edenhofer, 1990]. Dabei kristallisierten sich drei wesentliche Gruppen heraus. Das sind erstens bogen- oder blasenförmige CMEs (*loop CMEs*), zweitens strahlenförmige CMEs (*ray, injected streamer, spikes*) und drittens *streamer separations*. Die dynamischen Eigenschaften der CMEs in den ersten beiden Gruppen zeigen deutliche Unterschiede. Die strahlenförmigen CMEs sind im allgemeinen langsamer und enthalten nicht so viel Masse wie die bogenförmigen. Sie sind also nicht lediglich bogenförmige CMEs von der Seite gesehen. Bei den *streamer separations* sieht man an der Basis eines schon längere Zeit vorher existierenden *helmet streamers* eine Aufhellung, die nach außen wandert. Der *streamer* spaltet sich im Laufe dieses Prozesses auf.

Zu den von der Raumsonde *Ulysses* im interplanetaren Raum identifizierten CMEs, die in dieser Arbeit untersucht werden, existieren fast keine optischen Beobachtungen. Eine Einordnung in die oben vorgestellten Gruppen ist also nicht möglich. Es ist aber wichtig festzuhalten, daß koronale Massenauswürfe grundsätzlich anhand ihrer Morphologie und Dynamik klassifiziert werden können. Die morphologische und dynamische Vielfalt wirft die Frage nach einer klaren Definition auf. Hundhausen et al. [1984] definierten koronale Massenauswürfe als im Bereich des sichtbaren Lichts beobachtbare, hell leuchtende Veränderungen in der koronalen Struktur auf der Zeitskala von Minuten bis Stunden. Diese phänomenologische Definition läßt viel Raum für die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse. So wurde der Zusammenhang von CMEs mit anderen solaren Ereignissen wie eruptiven Protuberanzen, Flares und langanhaltenden Emissionen im weichen Röntgenlicht diskutiert [Gosling et al., 1974, Munro et al.,

1979, Webb et al., 1976, Kahler 1977]. Sorgfältige Analysen der zeitlichen und räumlichen Zusammenhänge haben ergeben, daß eruptive Protuberanzen oder Flares häufige, aber nicht immer vorkommende, Begleiterscheinungen von CMEs sind. Die Röntgenemissionen deuten auf eine Aufheizung des Plasmas in der unteren Korona infolge einer Reorganisation des koronalen Magnetfelds hin [Hundhausen et al., 1984]. Diese, wahrscheinlich mit Rekonnexionsprozessen verbundene, Neustrukturierung des Magnetfelds ist auch als Hauptmerkmal bzw. Ursache der koronalen Massenauswürfe zu sehen. Einerseits wird bei allen CMEs eine Reorganisation großskaliger geschlossener Magnetfeldstrukturen beobachtet. Andererseits sind Morphologie, Dynamik und die Verbindung mit anderen solaren Phänomenen bei den einzelnen CMEs sehr unterschiedlich. Es liegt daher nahe, den Begriff „koronaler Massenauswurf“ nicht in erster Linie als Bezeichnung für ein individuelles Ereignis, sondern vielmehr als Oberbegriff für eine ganze Klasse dynamischer Ereignisse zu sehen.

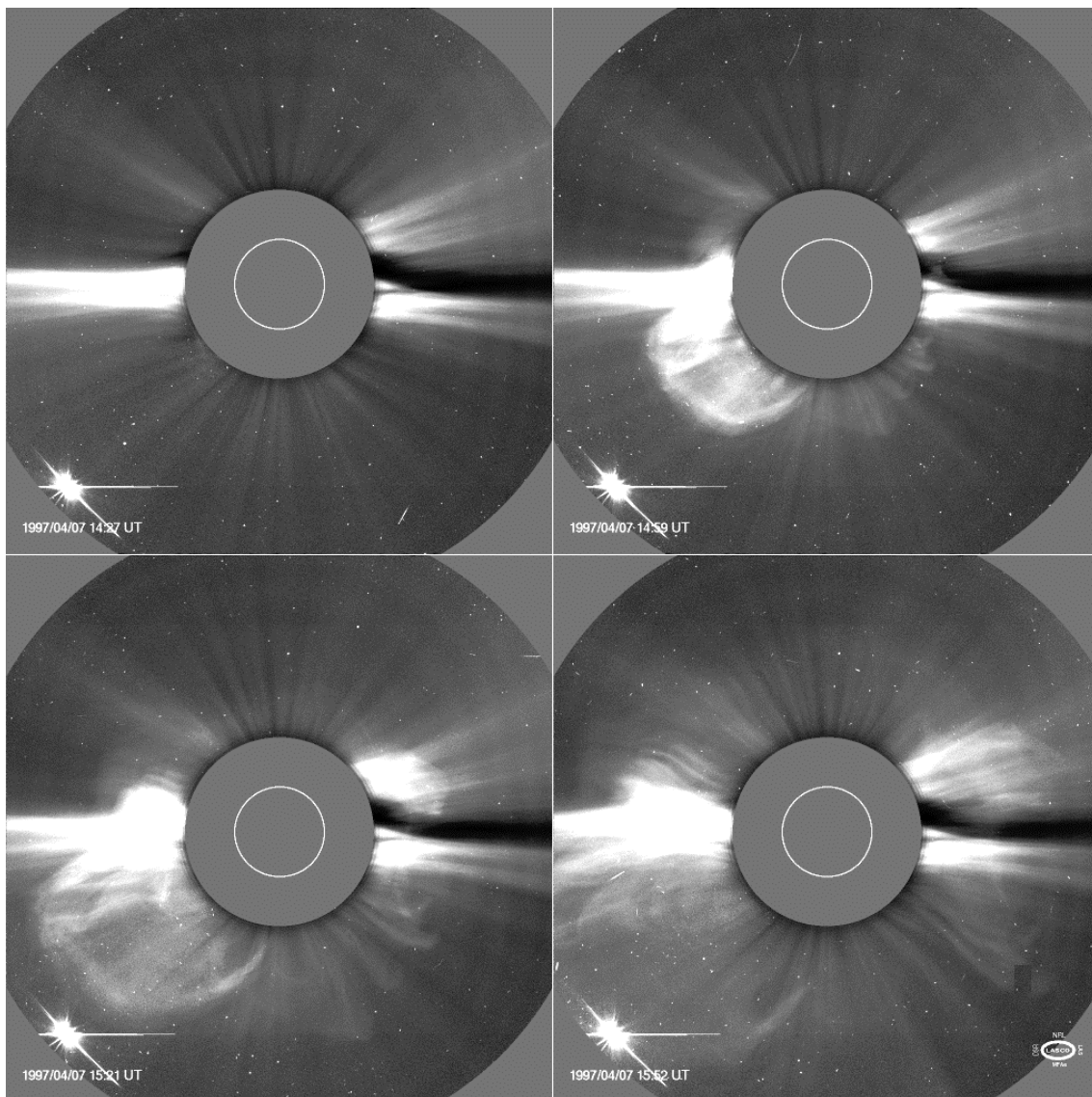


Abb. 2.5: Koronaler Massenauswurf, aufgenommen mit dem LASCO-C2-Koronagraphen [<http://star.mpae.gwdg.de/gallery/LASCO/index.html>].

Im folgenden soll die im weißen Licht beobachtete Struktur koronaler Massenauswürfe genauer beschrieben werden. Abb. 2.5 zeigt eine Sequenz von Koronagraphenaufnahmen eines blasenförmigen CMEs (*loop* CME). Dieses Beispiel gibt nur einen kleinen Ausschnitt aus der beobachteten Formenvielfalt der CMEs wieder. Es zeigt jedoch sehr deutlich die bei den meisten CMEs mehr oder weniger ausgeprägte dreiteilige Struktur: eine hell leuchtenden Front, dahinter einen dunklen Hohlraum und einen zweiten hellen Bereich [Kahler, 1988]. Die CME-Front besteht aus heißem und komprimiertem koronalem Plasma. Darauf deutet die relativ starke Polarisierung des Lichts hin, die wie in der K-Korona durch Thomson-Streuung photosphärischen Lichts an freien Elektronen entsteht (Kap. 2.1.2). Die dunkle Region unter der CME-Front ist höchst wahrscheinlich ein Gebiet starken Magnetfelds und möglicherweise die einzige allen CMEs gemeinsame morphologische Eigenschaft [Hundhausen, 1988]. Den zweiten hellen Bereich bilden die Überreste einer eruptiven Protuberanz. Das Plasma ist viel kühler als die CME-Front, da starke Emissionen in der H_α -Linie des neutralen Wasserstoffs und keine Polarisation beobachtet werden.

Aus den langzeitigen Beobachtungen des *Solwind*-Koronagraphen konnte ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Sonnenaktivität und den durchschnittlichen Eigenschaften der koronalen Massenauswürfe abgeleitet werden (Tab. 2.3). Zu Zeiten ruhiger Sonne werden erheblich weniger CMEs beobachtet als bei starker Sonnenaktivität. Außerdem sind Masse und Energie der CMEs im Durchschnitt geringer, und ihr Ent-

	1979-1981 starke Sonnenaktivität	1984-1985 geringe Sonnenaktivität
Sonnenfleckenzahl	150	25
Anzahl der beobachteten CMEs	998	59
CMEs/Tag	1,8	0,3
Anteil der CMEs über 45° heliographischer Breite [%]	31	7
radiale Geschwindigkeit (auf die Himmelsebene projiziert) [km/s]	472	208
Winkelausdehnung [°]	45	24
Masse [10^{12} kg]	4,1	2,1
Kinetische Energie [10^{23} J]	3,5	0,3
Äquatorialer Massenfluß [10^6 Protonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-2}$]	22	8,4
Anteil am Sonnenwindfluß [%]	8	3

Tab. 2.3: Durchschnittliche CME-Eigenschaften nach *Solwind*-Beobachtungen [Howard et al., 1985; Howard et al., 1986].

stehungsgebiet ist auf einen schmalen Bereich beiderseits des heliographischen Äquators begrenzt. Letzteres deckt sich gut mit der Annahme, daß die Entstehung von koronalen Massenauswürfen eng mit der Reorganisation großskaliger geschlossener Magnetfeldstrukturen verbunden ist. Diese Strukturen sind typisch für den Aktivitätsgürtel der Sonne, der zu Zeiten ruhiger Sonne wesentlich schmaler ist als bei starker Sonnenaktivität.

Bei der theoretischen Behandlung koronaler Massenauswürfe müssen zeitabhängige magnetohydrodynamische Prozesse in einem Gravitationsfeld ($\sim r^{-2}$) betrachtet werden. Rosner et al. [1986] geben einen Überblick über die theoretischen Arbeiten zu CMEs. Sie unterscheiden drei grundsätzlich verschiedene theoretische Ansätze. Im ersten wird ein MHD-Modell für eine hydrostatische Atmosphäre und ein magnetisches Potentialfeld numerisch gelöst [Dryer, 1982]. Der Massenauswurf wird durch einen Druckimpuls ausgelöst, der dem Röntgenemissionsprofil von Flares nachempfunden ist. Dieser Ansatz ist umstritten, weil die Beobachtungen zeigen, daß Flares nicht die Auslöser von CMEs sind. Außerdem ist ein Druckimpuls von realistischer Stärke nicht in der Lage, einen CME in einem magnetischen Multipolfeld auszulösen. Nicht zuletzt gibt es auch deutliche Diskrepanzen zwischen den simulierten CME-Eigenschaften und den im Weißlicht beobachteten.

Der zweite theoretische Ansatz untersucht das Gleichgewicht zwischen den inneren und äußeren Kräften, die auf magnetisch geschlossene Strukturen (Magnetfeldschleifen, *flux ropes* oder Plasmoiden) wirken [Mouschovias und Poland, 1978, Anzer und Pneuman, 1982]. Eine Auftriebskraft entsteht durch einen Temperaturgradienten oder auch durch die diamagnetische Struktur eines Plasmoiden. Im divergierenden koronalen Magnetfeld erfährt ein diamagnetisches Plasmoelement eine in Richtung des Feldgradienten, also nach außen wirkende Kraft [Parker, 1957, Schlüter, 1957]. In vielen dieser Modelle spielen Rekonnexionsprozesse eine wesentliche Rolle [Parker 1963, Kopp und Pneuman, 1976, Anzer und Pneuman, 1982]. Die Bewegung der Fußpunkte der Feldlinien in der Photosphäre führt zu einer Verscherung der geschlossenen Magnetfeldstrukturen. Dabei können sich Gebiete entgegengesetzter Magnetfeldrichtung einander so weit nähern, daß die Stromschicht zwischen ihnen instabil wird und Rekonnexion einsetzt. Es entsteht eine magnetisch abgeschlossene Plasmablase. Möglicherweise wird dieser Plasmoid durch die beim Rekonnexionsprozeß freiwerdende Energie zusätzlich aufgeheizt [Parker, 1983]. Nach dem Wegfall der magnetischen Spannung, die zusammen mit der Gravitation das eingeschlossene Plasma in der Korona festhielt, überwiegen nun die von der Sonne weg gerichteten Kräfte.

Der dritte Ansatz wendet das Prinzip der selbstähnlichen Magnetohydrodynamik auf CMEs an [Low, 1984]. Die MHD-Gleichungen können dadurch analytisch behandelt werden, und auch dreidimensionale Modelle sind möglich. Bei diesem Ansatz ist keine zusätzliche auslösende Kraft erforderlich. Der koronale Massenauswurf beginnt, wenn sich geschlossene magnetische Strukturen reorganisieren, die bis zu ihrem instabil werden der allgemeinen Tendenz der Korona zur Expansion entgegen standen.

Die zahlreichen Modelle können viele der beobachteten CME-Eigenschaften gut reproduzieren. Trotzdem ist noch nicht zufriedenstellend geklärt, welche Vorgänge in der Sonnenatmosphäre koronale Massenauswürfe auslösen und welche Kräfte genau zur ihrer Beschleunigung führen. Es gilt allerdings als sicher, daß das koronale Magnetfeld die Hauptenergiequelle im Entstehungsprozeß von CMEs ist [z.B. Hildner et al., 1976, Dulk et al., 1976].

2.3.1 Identifikation von CMEs im interplanetaren Raum

Im interplanetaren Raum werden koronale Massenauswürfe anhand besonderer Plasma- und Magnetfeldsignaturen identifiziert, die sie vom normalen Sonnenwind unterscheiden. Die aus den optischen Beobachtungen bekannte dreiteilige Struktur der CMEs in Sonnennähe wird im interplanetaren Raum nicht eindeutig wiedergefunden. Lediglich anhand der im CME-Plasma vorkommenden Ladungszustände ist bei einigen Ereignissen zu erkennen, daß sowohl Korona- als auch Protuberanzmaterial vorhanden ist [Bame et al. 1979, Schwenn et al. 1980, Gosling et al. 1980]. Insgesamt zeigen die Plasma- und Magnetfelddaten, daß koronale Massenauswürfe im interplanetaren Raum eine geschlossene Magnetfeldkonfiguration besitzen, die das CME-Plasma einschließt und eine Durchmischung mit dem umgebenden Sonnenwind verhindert. Das CME-Plasma wird oft auch als Treibergas bezeichnet. Es ist nicht klar, ob CMEs, die in Entfernungen von bis zu 4,6 AE von der Sonne beobachtet wurden und die dort einen Durchmesser von etwa 1 AE besitzen, magnetisch noch mit der Sonne verbunden sind. In diesem Falle besäßen sie entweder die Magnetfeldkonfiguration einer weit ausge dehnten *flux rope* oder einer magnetischen Flasche. Wäre der CME magnetisch von der Sonne getrennt, hätte er die Struktur eines Plasmoiden. Möglicherweise kommen beide Alternativen vor.

CMEs, die deutlich schneller sind, als der Sonnenwind, in dem sie sich ausbreiten, treiben Stoßwellen vor sich her. Nahezu alle transienten Stoßwellen, die nicht zu CIRs gehören, werden von CMEs verursacht [Sheeley et al., 1985, Gosling, 1990]. Untersuchungen haben ergeben, daß die Stoßwelle dem eigentlichen CME etwa 8 bis 12 Stunden vorausseilt [Gosling und McComas, 1987]. Zwischen der Stoßwelle und dem CME befindet sich eine Region mit komprimiertem Sonnenwindplasma und Magnetfeld. Sie ist der Übergangsregion zwischen der Bugstoßwelle der Erde und der Magnetopause ähnlich (*magnetosheath*). Der CME bewegt sich relativ zu dem vom Sonnenwind mitgeführten interplanetaren Magnetfeld (IMF). Wegen der hohen Leitfähigkeit des Plasmas durchdringen sich das Magnetfeld des CMEs und das IMF nicht. Vielmehr verlaufen die Feldlinien des IMF um den CME herum (*draping*).

Zu den Plasmaeigenschaften, die zur Identifizierung von CMEs im interplanetaren Raum herangezogen werden, gehören [Gosling, 1990]:

- Bidirektionale Ströme energiereicher Elektronen ($E \geq 80\text{eV}$)
- Erniedrigte Ionen- und Elektronentemperaturen
- Ungewöhnliche Ionisationszustände
- Erhöhter Heliumanteil
- Starkes Magnetfeld
- Gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors
- Niedriges Plasma- β
- Geringe Varianz des Magnetfelds
- Bidirektionale Ströme energiereicher Protonen

Nur wenige CMEs weisen alle der genannten Eigenschaften auf. Ein interplanetares Ereignis wird dann als CME betrachtet, wenn bidirektionale energiereiche Elektronen und ein Teil der anderen Signaturen auftreten [Gosling et al. 1987, Gosling, 1990]. Das Vorhandensein bidirektionaler Elektronenströme ist also eine notwendige Bedingung für die CME-Identifikation. Es besteht die Gefahr, bei diesem Vorgehen einige CMEs nicht zu berücksichtigen. Dafür ist sichergestellt, daß eine relativ genau definierte Klasse von Ereignissen untersucht wird. Trotzdem bleibt die Identifikation von CMEs schwierig, weil sie anhand qualitativer Merkmale erfolgen muß.

In Abb. 2.6 sind einige mögliche Magnetfeldkonfigurationen dargestellt, die zur Ausbildung bidirektionaler Ströme energiereicher Elektronen führen können. Normalerweise existiert entlang des interplanetaren Magnetfelds ein von der Sonne weg gerichteter Strom energiereicher Elektronen ($E \geq 80\text{eV}$) [Rosenbauer et al., 1977]. Diese „Strahl“-Elektronen bewegen sich annähernd stoßfrei in Richtung des Temperaturgradienten zwischen der heißen Korona und dem viel kühleren interplanetaren Raum. Bidirektionale Elektronenströme können entstehen, wenn die Feldlinie, entlang der sich die Elektronen bewegen, nicht offen, sondern an beiden Enden mit der Korona verbunden ist. Dieser Fall ist zum Beispiel bei einer magnetischen Flasche und bei einer an beiden Enden mit der Sonne verbundenen *flux rope* (siehe Kap. 2.3.2) gegeben. Entsteht aus einer an beiden Enden mit der Sonne verbundenen Magnetfeldstruktur ein Plasmoid, dann bewegen sich die suprathermischen Elektronen weiter in entgegengesetzten Richtungen auf den geschlossenen Feldlinien. Die bidirektionale Bewegung bleibt lange erhalten, da das Sonnenwindplasma stoßfrei ist. Eine weitere Ursache für bidirektionale energiereiche Elektronenströme ist die Verbindung einer magnetischen Feldlinie mit einer zweiten Quelle suprathermischer Elektronen. Die effektivsten Quellen sind die Bugstoßwellen vor planetaren Magnetosphären (Erde, Jupiter), aber auch korotierende Wechselwirkungszonen produzieren energiereiche Elektronen. Diese Möglichkeit muß bei der Identifikation von CMEs berücksichtigt werden.

Niedrige Ionen- und Elektronentemperaturen (und Dichten) können mit der bei den meisten koronalen Massenauswürfen beobachteten Expansion erklärt werden [Gosling et al., 1998]. Die Expansion kann verschiedene Ursachen haben. Eine einfache Erklärungsmöglichkeit ist, daß sich bei vielen CMEs die vordere Front schneller bewegt als

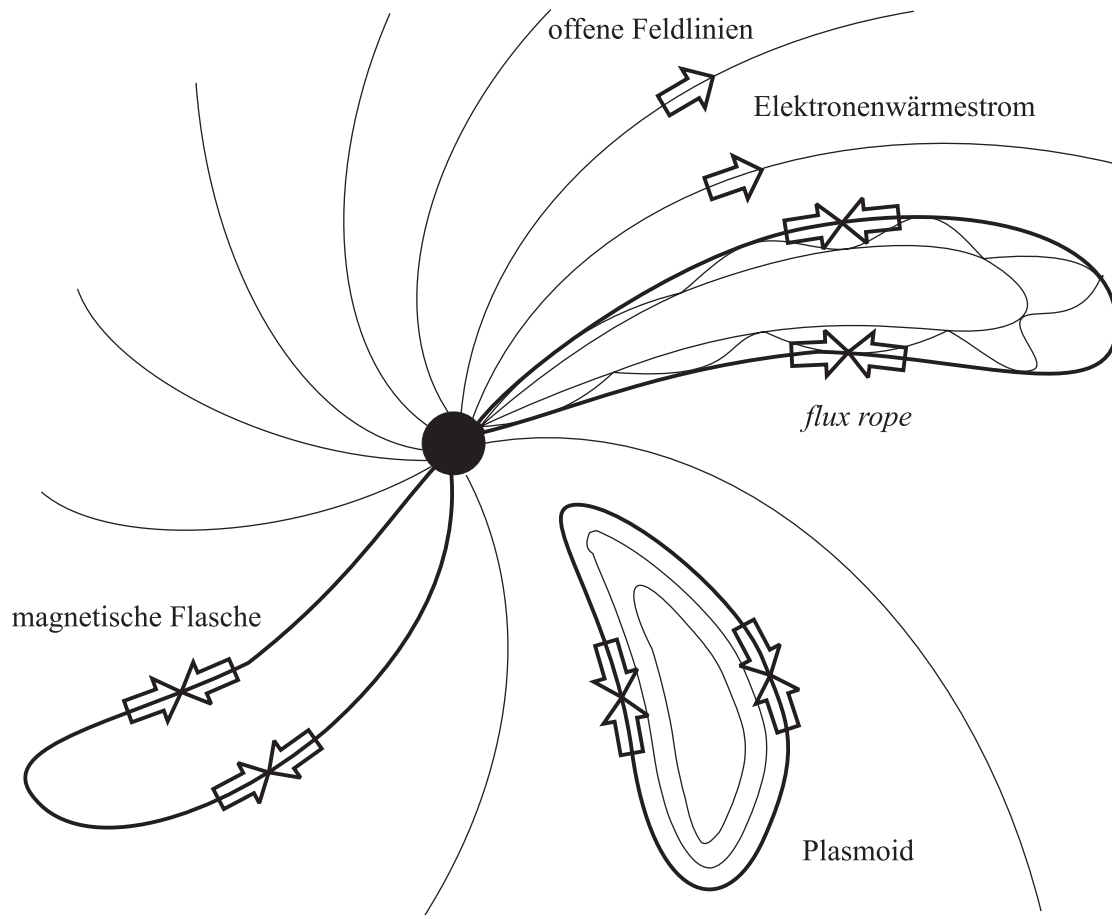


Abb. 2.6: Magnetfeldkonfigurationen, in denen bidirektionale Ströme energiereicher Elektronen entstehen können.

die hintere. Die Expansion kann auch die dynamische Antwort des CME auf eine Verdünnungswelle sein, die durch die Bewegung relativ zum Sonnenwind entsteht. Außerdem kann sich ein CME einfach aufgrund seines im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind höheren inneren Drucks ausdehnen [Gosling et al., 1998]. Der Druck im CME hängt von der Dichte, der Temperatur und dem magnetischen Druck ab. Eine Erhöhung eines oder mehrerer der drei Faktoren kann Ursache für die Expansion sein.

Bei den ungewöhnlichen Ionisationszuständen muß zwischen zwei auf den ersten Blick völlig gegensätzlichen Beobachtungen unterschieden werden. Erstens wird in einigen CMEs ein stark erhöhter Anteil von He^+ [Schwenn et al., 1980, Gosling et al. 1980] gefunden. Dabei muß es sich um kühles Protuberanzmaterial handeln, das auf seinem Weg durch die Korona nicht auf koronale Temperaturen aufgeheizt werden konnte. Zum anderen wird bei einem Teil der CMEs eine Verschiebung der Ladungszustandsverteilungen der schweren Sonnenwindelementen zu höheren Ionisationszuständen beobachtet [Bame et al. 1979, Galvin et al., 1993]. Das bedeutet, daß diese Teilchen extrem hohen Temperaturen (bis zu $3 \cdot 10^6 \text{ K}$) ausgesetzt gewesen sein müssen. Diese Beobachtung ist einer der Ausgangspunkte der vorliegenden Arbeit und wird deshalb in den folgenden Kapiteln noch ausführlich diskutiert.

Die Signaturen starkes Magnetfeld, gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors, niedriges Plasma- β und geringe Varianz des Magnetfelds sind typisch für magnetische Wolken. Etwa 30 Prozent der CMEs besitzen die Struktur einer magnetischen Wolke [Gosling, 1990, Bothmer und Schwenn, 1998]. Details werden im folgenden Kapitel erörtert. Auch in koronalen Massenauswürfen, die keine magnetischen Wolken sind, sich aber schneller als der umgebende Sonnenwind ausbreiten, ist oft im vorderen Bereich eine Erhöhung der Magnetfeldstärke zu beobachten. Wie bereits oben beschrieben liegt dies an der Ausbildung von Stoßwellen und von Regionen komprimierten Plasmas und Magnetfelds [Gosling und McComas, 1987, Gosling et al., 1988].

2.3.2 Magnetische Wolken

Die Durchführung langzeitiger Plasma- und Magnetfelduntersuchungen (z.B. mit *Helios 1* und 2 oder *Ulysses*) hat gezeigt, daß es im interplanetaren Raum eine Reihe transienter Ereignisse gibt, die sich in ihren Plasma und Magnetfeldeigenschaften wesentlich vom kontinuierlichen Sonnenwind unterscheiden. Dazu gehören die korotierenden Wechselwirkungszonen, interplanetare Stoßwellen und Materieansammlungen (Ejekta), die durch solare Ereignisse (CMEs, Flares) entstanden sind. Ein Teil der Ejekta besitzt eine sehr charakteristische magnetische Topologie, die Burlaga et al. [1981] veranlaßte, den Begriff „magnetische Wolke“ zu prägen. Magnetische Wolken sind Ejekta, die bei 1 AE über einen Zeitraum von der Größenordnung eines Tages beobachtet werden und folgende Eigenschaften besitzen [Burlaga, 1991]: Die Richtung des magnetischen Feldes dreht sich gleichmäßig über einen großen Winkelbereich. Im Vergleich zu durchschnittlichen Sonnenwindwerten ist die magnetische Feldstärke erhöht und die Temperatur erniedrigt. Da die Dichte in magnetischen Wolken gegenüber dem Sonnenwind typischerweise zumindest nicht erhöht ist, folgt aus den beiden zuletzt genannten Eigenschaften, daß das Verhältnis β von thermischem Druck (nkT) zu magnetischem Druck ($B^2/8\pi$), niedriger ist als im Sonnenwind. Der Plasmaparameter β ist im Sonnenwind typischerweise größer als eins, in magnetischen Wolken dagegen kleiner als eins. Das bedeutet, daß das Magnetfeld im wesentlichen die Dynamik des Plasmas bestimmt und die charakteristische magnetische Struktur der Wolke bis zu mehreren Astronomischen Einheiten Entfernung von der Sonne erhalten bleibt. Da der starke magnetische Druck im Innern in der Regel nicht durch andere externe oder interne Kräfte kompensiert wird, expandieren die magnetischen Wolken auf ihrem Weg. Bothmer und Schwenn [1998] untersuchten die Veränderung von Durchmesser und Dichte magnetischer Wolken mit zunehmendem Abstand r von der Sonne. Auf der Grundlage von *Helios*-, *Voyager*- und *IMP*-Daten fanden sie zwischen 0,3AE und 4,2AE eine Zunahme des Durchmessers proportional zu $r^{0,8}$ und eine Abnahme der Dichte proportional zu $r^{-2,4}$. Die Dichteabnahme ist stärker als im durchschnittlichen Sonnenwind.

Magnetische Wolken sind kraftfreie magnetische Feldstrukturen [Goldstein, 1983]. Sie können entstehen, weil wegen $\beta \ll 1$ der Druckgradient ∇p im hydrostatischen Kräftegleichgewicht vernachlässigt werden kann. Es gilt

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.1)$$

Gleichung (2.1) kann nur nicht-trivial gelöst werden, wenn $\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}$. Für ein zylindersymmetrisches Feld in dem $\mathbf{B} = \mathbf{B}(r)$ nur vom Abstand von der Zylinderachse abhängt, muß eine Lösung von (2.1) die Form

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(r) \mathbf{B}$$

besitzen. In einer solchen kraftfreien Feldkonfiguration gleicht wegen

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = -\nabla \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} \quad (2.2)$$

der magnetische Druckgradient (erster Term auf der rechten Seite von (2.2)) gerade die magnetische Spannung (zweiter Term auf der rechten Seite von (2.2)) aus. Die Magnetfeldlinien der Lösung von (2.1) sind Schraubenlinien, die auf Zylinderschalen liegen. Alle zu einer Zylinderschale gehörenden Feldlinien haben die gleiche Steigung. Die Helizität nimmt nach außen hin zu. Die Feldstärke ist auf der Zylinderachse am größten. Abb. 2.7 zeigt die beiden Extremfälle: Gerade Feldlinie auf der Zylinderachse und kreisförmige Feldlinien auf der äußersten Zylinderschale. Ein Beobachter, der sich nicht parallel zur Zylinderachse durch eine solche Magnetfeldkonfiguration bewegt sieht genau die für magnetische Wolken charakteristische Drehung des Magnetfeldsvektors. Wie weit die Rotation geht, hängt von der radialen Entfernung von der Zylinderachse ab. Im Idealfall wird die Zylinderachse geschnitten und eine Drehung um 180° festgestellt. Ohne die vereinfachende Annahme der Zylindersymmetrie, ergibt sich die Struktur einer magnetischen *flux rope*. Der Begriff *flux rope* wird nicht ins Deutsche übersetzt, weil die exakte Übersetzung „Flußseil“ nicht üblich ist und der Begriff „Flußröhre“ auch für Magnetfeldstrukturen verwandt wird, die nicht die charakteristische Magnetfelddrehung zeigen. Es soll außerdem darauf hingewiesen werden, daß sich die Bezeichnung *flux rope* allein auf die Magnetfeldtopologie bezieht. Eine magnetische Wolke ist eine *flux rope*-Struktur, die sich zusätzlich durch die eingangs genannten Plasmaeigenschaften auszeichnet.

In einer Untersuchung von magnetischen Wolken, die während vergleichbarer Zeitintervalle in den Sonnenzyklen 21 und 22 (1974-1981 und 1984-1991) beobachtet wurden, fanden Bothmer und Schwenn [1998] einen sehr auffälligen Zusammenhang dieser Ereignisse mit eruptiven Protuberanzen. In den Jahren 1974-1981 war das Magnetfeld der Sonne auf der Nordhalbkugel vorwiegend nach außen gerichtet und auf der Südhalbkugel vorwiegend nach innen. 1984-1991 war die Polarität umgekehrt. Protuberanzen haben dieselbe magnetische Polarität wie die Sonnenfleckengruppe, in der sie entstan-

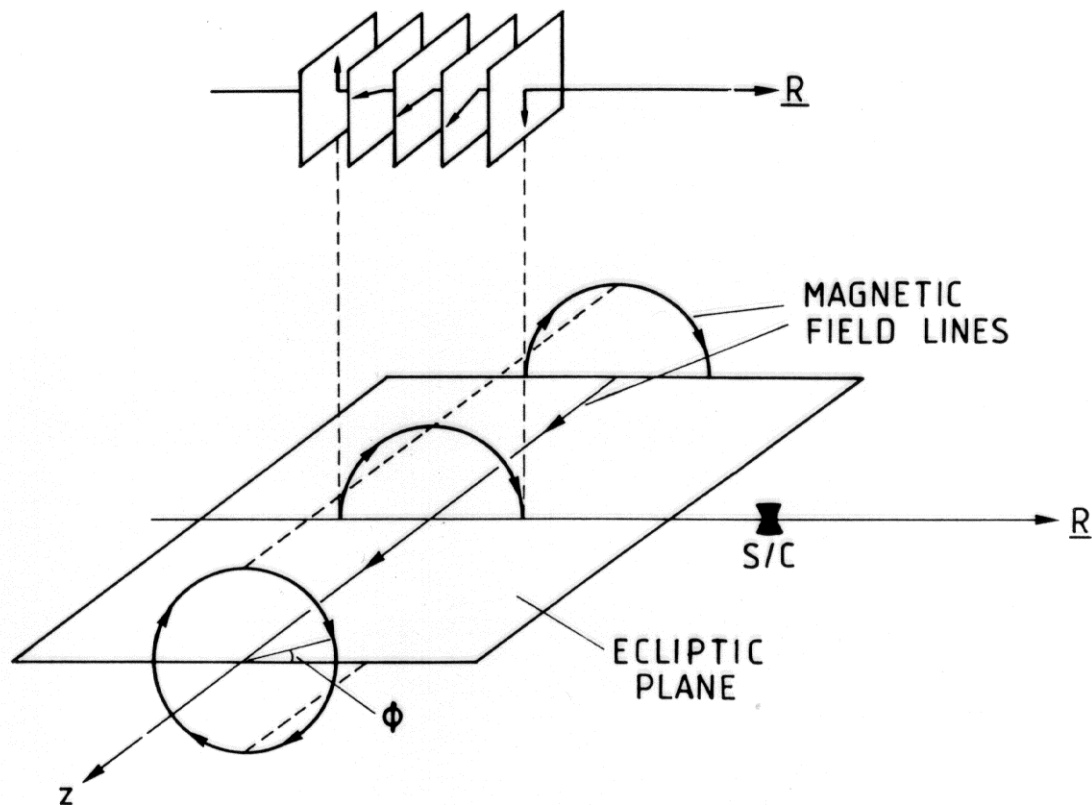


Abb. 2.7: Zylindersymmetrische *flux rope*-Struktur [aus Goldstein, 1983].

den sind. Außerdem besitzen Protuberanzen auf der nördlichen Hemisphäre bevorzugt eine linkshändige und auf der südlichen eine rechtshändige Helizität [Rust und Kumar, 1994]. Daraus folgt, daß die Magnetfeldbögen, die das Protuberanzmaterial einschließen, 1974-1981 vorwiegend südwärts und 1984-1991 bevorzugt nordwärts gerichtet waren. In Übereinstimmung damit zeigte die Mehrzahl der magnetischen Wolken im ersten Intervall eine Rotation des Magnetfeldvektors relativ zur Ekliptik von Süden nach Norden und im zweiten von Norden nach Süden. Neben diesem statistischen Zusammenhang konnte zu einigen magnetische Wolken auch direkt die zeitlich und räumlich passende Protuberanzeruption gefunden werden. Auch hier wurde eine erstaunlich gute Übereinstimmung der magnetischen Strukturen festgestellt [Bothmer und Schwenn, 1998].

Etwa 30 Prozent der im interplanetaren Raum beobachteten CME-Ereignisse besitzen die typischen Eigenschaften einer magnetischen Wolke [Bothmer und Schwenn, 1996, Gosling, 1990]. Wie die Wolkenstruktur bei CMEs entsteht, ist ebenso nicht geklärt wie die Frage nach der Entstehung koronaler Massenauswürfe überhaupt. Der empirisch nachgewiesene Zusammenhang zwischen CMEs und eruptiven Protuberanzen [z.B. Webb und Hundhausen, 1987] legt jedoch nahe, daß die mit dem Massenauswurf verbundene Neustrukturierung des Magnetfelds auch zur Eruption einer Protuberanz führt. Auf welche Weise sich die offenbar mit der Protuberanz im Zusammenhang stehende Wolkenstruktur auf den CME überträgt ist ebenfalls nicht bekannt. Bei den in dieser

Arbeit untersuchten Ereignissen umfaßt die magnetische Wolkenstruktur fast immer den gesamten Massenauswurf und nicht nur einen Teil.

3 Experimentelle Grundlagen und Datenanalyse

Die Raumsonde *Ulysses*, ein Gemeinschaftsprojekt von ESA und NASA, wurde am 6. Oktober 1990 mit Hilfe der Raumfähre *DISCOVERY* gestartet. Ziel der Mission ist die Erforschung der Heliosphäre außerhalb der Ekliptik [Wenzel et al., 1989]. Frühere Projekte wie z.B. die *Helios*-Sonden hatten Bahnebenen, die höchstens um wenige Grad von der Ekliptik abwichen. Um *Ulysses* auf seine um mehr als 80 Grad gegen die Ekliptik geneigte Bahn zu bringen, nutzte man die starke Gravitation Jupiters (Abb. 3.1). Zwischen Juni und November 1994 überflog *Ulysses* zum ersten mal die Südpolregion der Sonne und von Juni bis September 1995 die Nordpolregion. Im April 1998 kreuzte die Sonde wieder die Jupiterbahn und hatte damit ihren ersten Umlauf nach 6,2 Jahren beendet. Einen zweiten Jupitervorbeiflug gab es nicht, weil die Bahnperiode Jupiters 11,9 Jahre beträgt.

Momentan (Mai 1999) befindet sich *Ulysses* auf seinem zweiten Orbit. Der zweite Umlauf ist besonders interessant, weil er es ermöglicht, die Veränderungen zu studieren,

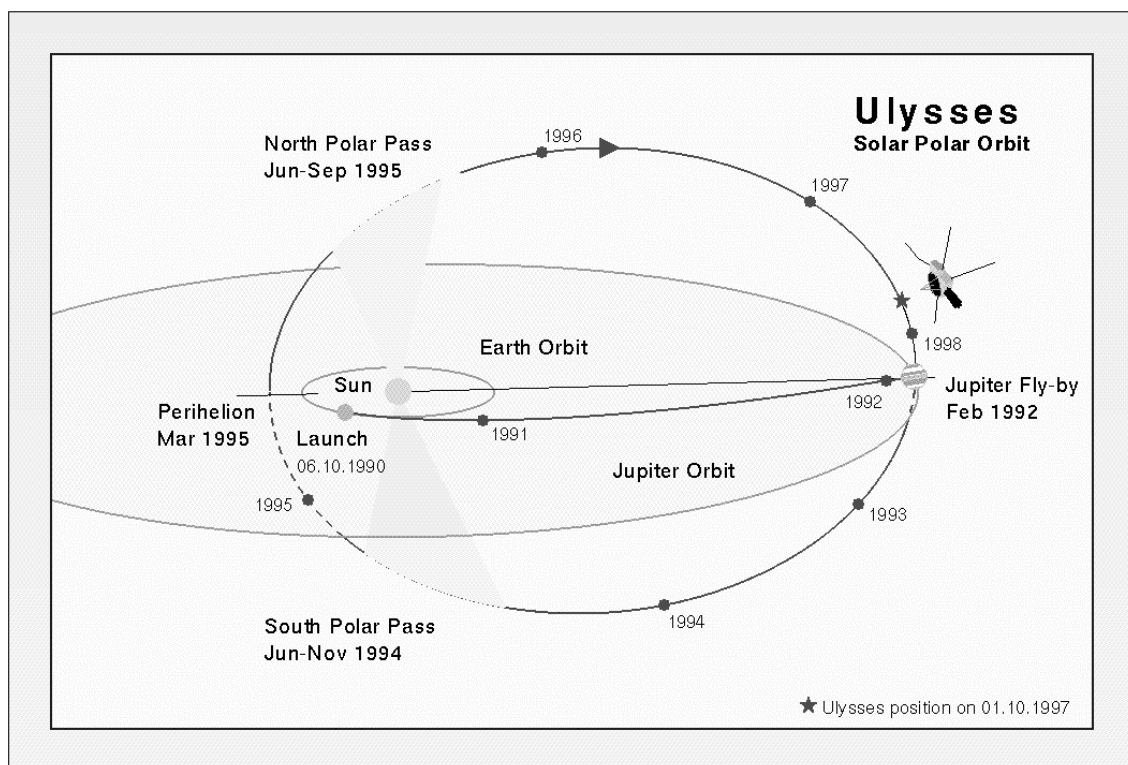


Abb. 3. 1: Die Flugbahn der Raumsonde *Ulysses* [<http://helio.estec.esa.nl/ulysses>].

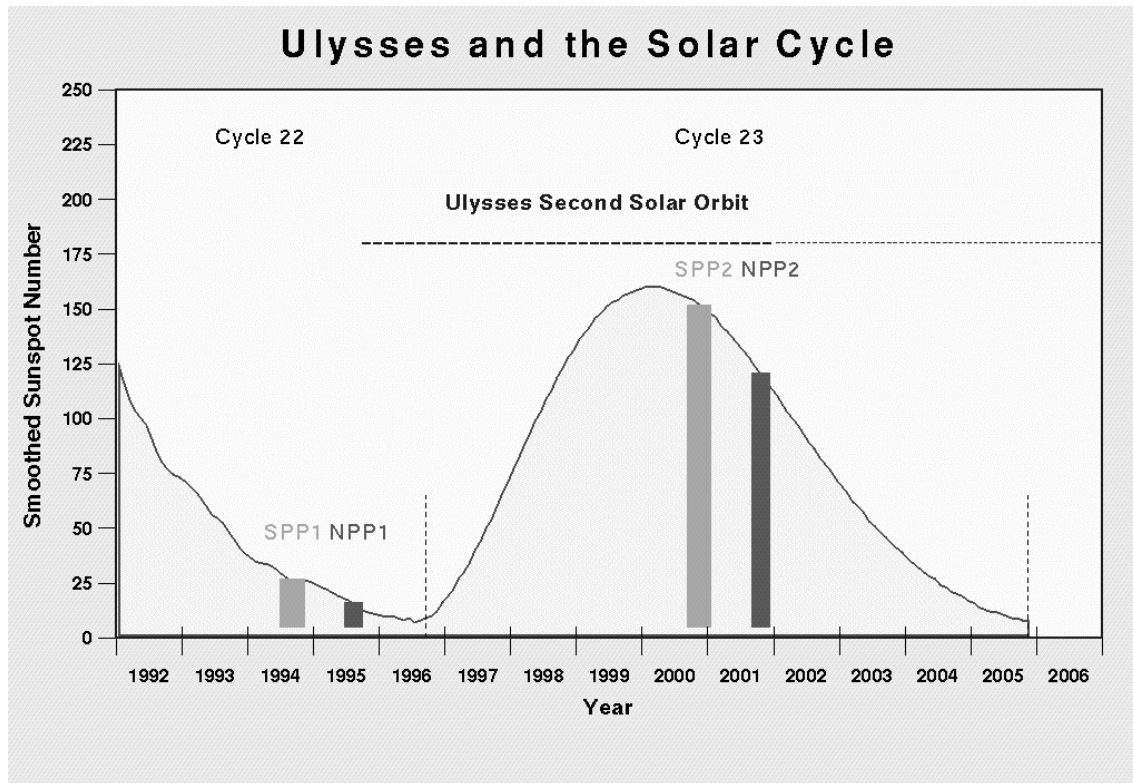


Abb. 3.2: Die Veränderung der Sonnenfleckenrelativzahl während der Ulysses-Mission [<http://helio.estec.esa.nl/ulysses>].

die sich durch den Aktivitätszyklus der Sonne ergeben (Abb. 3.2). Zum Beispiel kann die später noch zu besprechende Beobachtung, daß der Anteil von CMEs, die magnetische Wolkenstruktur aufweisen, in den Jahren 1993 und 1994 größer ist als in den Jahren 1991 und 1992, entweder auf die höhere heliographische Breite oder auf die geringere Sonnenaktivität zurückgeführt werden. *Ulysses* wurde etwa während des Sonnenfleckenmaximums von Sonnenzyklus 22 gestartet. Die Phase der Mission in der Ekliptik fand unter aktiven solaren Bedingungen statt. Bis zu den ersten beiden Polüberflügen war die Sonnenaktivität dagegen schon fast bis auf ihr Minimum abgefallen. Die Polpassagen während der zweiten Sonnenumrundung werden in der Nähe des Aktivitätsmaximums von Sonnenzyklus 23 stattfinden.

Einen Überblick über die wissenschaftlichen Experimente auf *Ulysses* findet man z.B. bei Smith et al. [1991]. Im folgenden werden die beiden Experimente vorgestellt, deren Daten in dieser Arbeit verwendet werden: Das *Solar Wind Ion Composition Spectrometer* (SWICS) und das *Vector Helium Magnetometer* (VHM).

3.1 Das *Solar Wind Ion Composition Spectrometer* (SWICS)

Mit dem Ionenspektrometer SWICS können Häufigkeiten, Ladungszustände, Temperaturen und mittlere Geschwindigkeiten von Ionen der Sonnenwindelemente von Was-

serstoff bis Eisen bestimmt werden. Der Meßbereich des Instruments liegt zwischen $E/q = 0,16 \text{ keV/e}$ und $E/q = 59,6 \text{ keV/e}$ (Energie pro Ladung). Das entspricht einem Sonnenwindgeschwindigkeitsbereich von 175 km/s (H^+) bis 1280 km/s (Fe^{8+}). Durch die Kombination eines elektrostatischen Analysators und einer Flugzeitmeßstrecke mit Festkörperdetektor ist es möglich, unabhängig voneinander Masse, Ladung und Energie thermischer Sonnenwindionen zu ermitteln. SWICS eignet sich daher besonders gut zur Untersuchung der Häufigkeit und der Ladungszustände seltener Sonnenwindionen.

3.1.1 Aufbau und Funktionsprinzip

Der Aufbau des SWICS-Instruments ist als Schnittdarstellung in Abb. 3.3 zu sehen. Abb. 3.4. zeigt zusätzlich das Funktionsprinzip des Instruments in schematisierter Form. SWICS besitzt einen Haupt- ($0,49\text{--}59,6 \text{ keV/e}$) und einen Nebenkanaal ($0,16\text{--}15,05 \text{ keV/e}$). Der Nebenkanaal kommt ohne Flugzeitmeßstrecke aus. Er sorgt einerseits dafür, daß der Hauptkanal, der in erster Linie seltene Ionen analysieren soll, nicht von Protonen überflutet wird. Andererseits ermöglicht er die vollständige Aufnahme von E/q -Spektren von Protonen und α -Teilchen auch bei niedriger Sonnenwindgeschwindigkeit und damit eine Bestimmung der Temperatur und der Dichte dieser Teilchen.

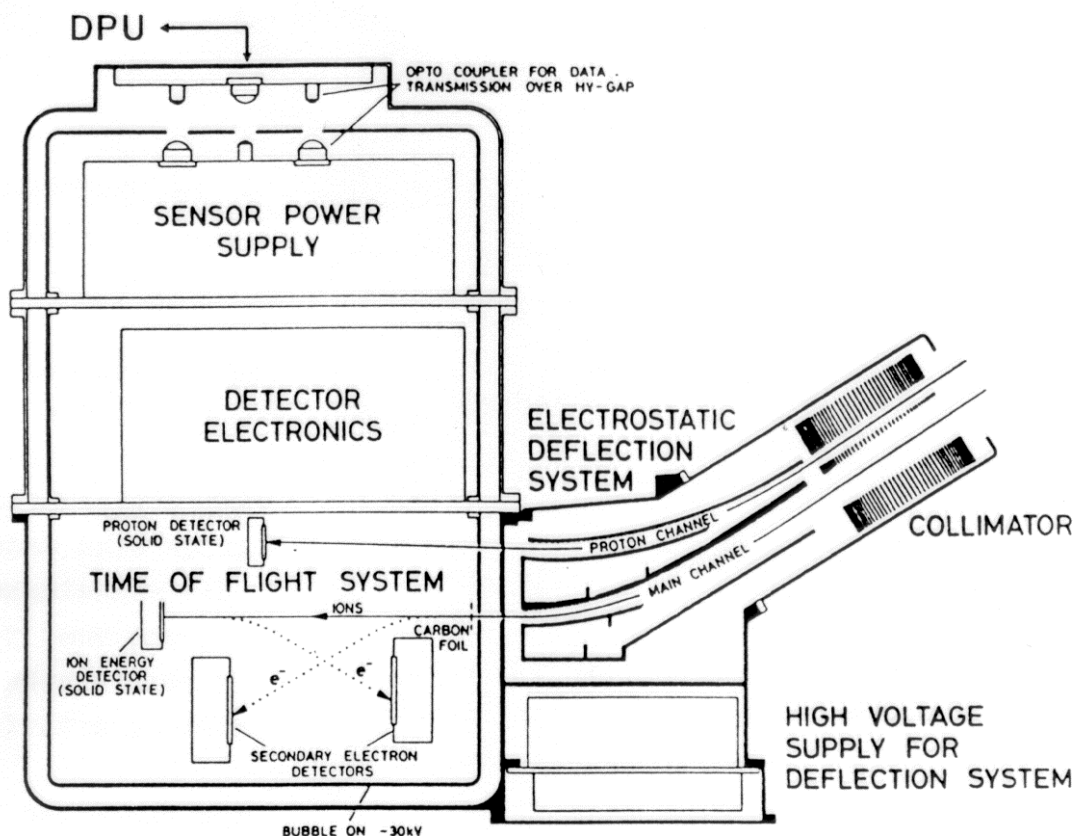


Abb. 3.3: Schnittdarstellung des SWICS-Instruments [Gloeckler et al. 1983].

Ein einfallendes Ion muß zuerst den Kollimator passieren, der mit einem System aus übereinanderliegenden Lochplatten dafür sorgt, daß nur Teilchen mit dem richtigen Einfallswinkel in den elektrostatischen Analysator eindringen. Der elektrostatische Analysator ist, vereinfacht betrachtet, ein Plattenkondensator mit leicht gekrümmten Platten. Die Spannung zwischen den Platten wird schrittweise verändert, so daß immer nur Ionen mit einem bestimmten Verhältnis von Energie zu Ladung den Analysator passieren können. Die Folge der eingestellten Spannungsschritte ist abhängig vom Operationsmodus des Instruments. In jedem Fall wird das E/q -Verhältnis immer für mindestens eine Umdrehung der Raumsonde, die 12 s dauert, konstant gehalten. Während eines Zyklus von SWICS, der 64 Rotationen oder 768 s umfaßt, wird die vorgegebene Spannungsschrittfolge einmal vollständig durchlaufen. Damit ist auch das zeitliche Auflösungsvermögen des Instruments festgelegt, da mindestens ein Zyklus absolviert werden muß, um vollständige E/q -Spektren zu ermitteln. Hinter dem elektrostatischen Analysator werden die Teilchen in einem Spannungsgefälle von maximal 30 kV beschleunigt. Sie erhalten dadurch die zusätzliche Energie, die notwendig ist, um die Schwellenergie (ebenfalls ca. 30 kV) des Festkörperdetektor am Ende der Flugzeitmeßstrecke zu überwinden. Die tatsächlich eingestellte Spannung betrug bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt fast immer 22,5 kV. Beim Eintritt in die 10 cm lange Flugzeitmeßstrecke durchschlagen die Ionen eine dünne Kohlenstoffolie ($2\text{--}3\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Die entstandenen Sekundärelektronen werden durch ein geeignetes elektrisches Feld auf ein MCP (*micro channel plate*) gelenkt, um das Startsignal für die Flugzeitmessung auszulösen. Am Ende der Meßstrecke mißt ein Festkörperdetektor die Restenergie der Ionen. Die freigesetzten Sekundärelektronen lösen auf einem zweiten MCP den Stopimpuls für die Flugzeitmessung aus.

Aus der Messung der Flugzeit τ und der Restenergie E_{res} und aus der Kenntnis des

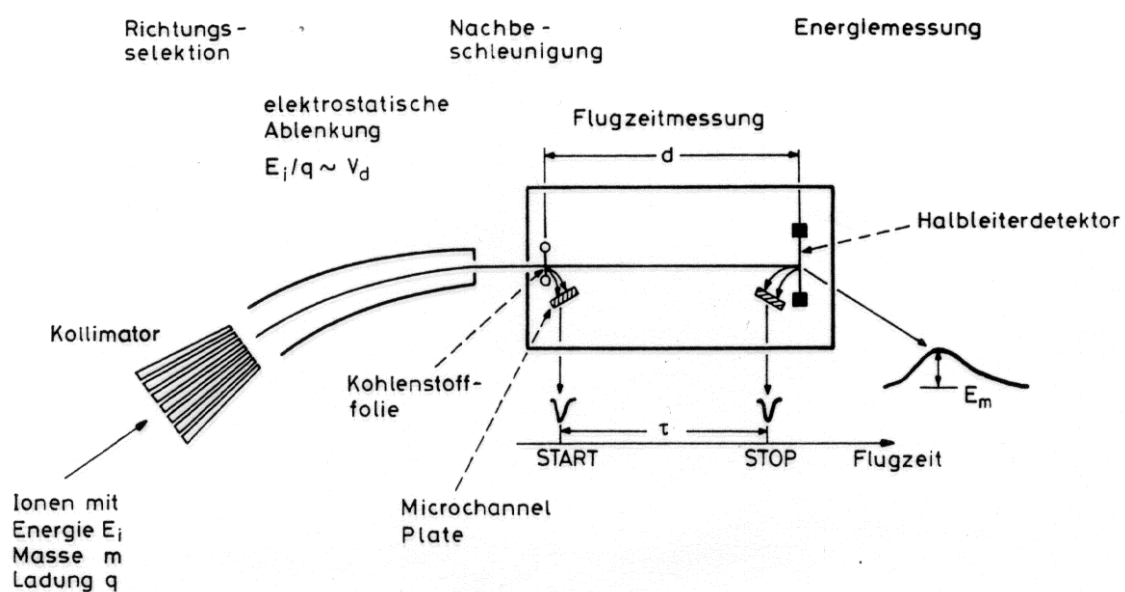


Abb. 3.4: Funktionsprinzip des SWICS-Instruments [Gloeckler und Hsieh, 1979].

Verhältnisses von Energie zu Ladung E/q der einfallenden Ionen können Masse m , Ladung q und Energie E jedes Ions wie folgt bestimmt werden [Joos, 1989]:

$$m = 2 \left(\frac{\tau}{d} \right)^2 \frac{E_{res}}{\alpha} \quad (3.1)$$

$$q = \frac{E_{res}/\alpha}{U_B + E'/q} \cong \frac{E_{res}/\alpha}{U_B} \quad (3.2)$$

$$E = q[E/q] \quad (3.3)$$

d : Flugstrecke

E'/q : Term zur Berücksichtigung des Energieverlusts in der Kohlenstoffolie

$[E/q]$: am Energieanalysator eingestelltes E/q -Verhältnis (Ablenkspannung)

U_B : Beschleunigungsspannung

$\alpha < 1$: Kerndefekt des Festkörperdetektors

3.1.2 Die DPU

Die Datenverarbeitungseinheit (*data processing unit*, DPU) des SWICS-Instruments hat im wesentlichen drei Funktionen zu erfüllen [Gliem et al., 1988]:

- Die DPU steuert und kontrolliert das Experiment. Dazu gehören insbesondere die Steuerung der Ablenkspannung, der Nachbeschleunigungsspannung und der Sensorelektronik sowie die Einstellung des Arbeitsmodus des Sensors.
- Die DPU steuert und kontrolliert den Datenfluß. Sie sorgt für die Auswahl, Zwischenspeicherung und Formatierung der wissenschaftlichen Daten und der *housekeeping*-Daten.
- Die DPU verarbeitet die vom Sensor gelieferten Daten sofort weiter, um die Datenmenge auf ein Maß zu reduzieren, das von der Telemetrie bewältigt werden kann (Echtzeitdatenverarbeitung).

Alle 12 Sekunden, also einmal pro Umdrehung der Raumsonde, übermittelt die DPU die Daten in Form eines sogenannten EDBs (experiment data block). Jeder EDB enthält *housekeeping*-Daten und wissenschaftliche Daten. Zu den *housekeeping*-Daten gehören u. a. die Zeitinformation und das eingestellte E/q -Verhältnis. Die wissenschaftlichen Daten unterteilen sich in die drei Kategorien Matrixraten, Matrixelemente, PHA-Worte (*pulse height analysis*) und eine Reihe von Grundzählraten. Matrixraten und Matrixelemente sind die Ergebnisse der Echtzeitdatenverarbeitung der DPU, die PHA-Worte zeigen einen kleinen repräsentativen Ausschnitt aus den Rohdaten. Format und Zweck

der drei Datenkategorien sollen im folgenden erläutert werden [Joos, 1989, Gliem et al., 1988].

Der SWICS-Sensor überträgt für jedes Ion, das einen Start- und einen Stopimpuls ausgelöst und die Schwellenenergie des Festkörperdetektors überwunden hat, die Flugzeit τ und die Energiepulshöhe E_{res} an die DPU (die Information über das Verhältnis E/q ist bereits vorhanden, da die Ablenkspannung am elektrostatischen Analysator von der DPU eingestellt wird). Diese Datenmenge muß wegen der begrenzten Übertragungskapazität der Raumsonde reduziert werden. Das geschieht durch die Kompression der Daten, vor allem aber durch eine Echtzeitklassifizierung der registrierten Ereignisse [Rieck, 1989]. Aus den Werten τ und E_{res} können im Prinzip nach den Gleichungen (3.1) und (3.2) Masse m und Ladung q bzw. das Verhältnis m/q bestimmt werden. Da diese Methode jedoch zu speicher- und rechenzeitintensiv ist, verfügt die DPU über ROM-gespeicherte Tabellen, die es ermöglichen, das zu dem τ - E_{res} -Wertepaar eines Ereignisses gehörende m - m/q -Paar direkt aufzusuchen. Damit ist das Teilchen identifiziert und das entsprechende Element einer m - m/q -Matrix wird hochgezählt. Diese Matrix ist in Abb. 3.5 dargestellt. Nur die Bereiche der Matrix, für die im Sonnenwind auch Ionen zu erwarten sind, werden in hoher Auflösung verwaltet. Daraus ergeben sich 490 Matrixelemente, von denen in jedem EDB acht übertragen werden. Insgesamt dauert es daher einen ganzen Instrumentenzyklus (768 s) bis alle 490 Matrixelemente einmal übermittelt worden sind. Informationen über E/q oder den Sektor (SWICS ist in acht Sektoren eingeteilt, um die Einfallrichtung der Teilchen zu bestimmen) sind in den Matrixelementen nicht vorhanden. 18 Bereiche der m - m/q -Matrix, von denen die meisten dem Massenausschnitt eines bestimmten Sonnenwindelements entsprechen, werden jeweils zu einer Matrixrate zusammengefaßt (Abb. 3.5). Die Matrixraten enthalten zwar keine m/q -Information mehr, da sie aber in jedem EDB übertragen werden, ist statt dessen das E/q -Verhältnis bekannt. Einige wenige Ereignisse werden von der DPU nicht nur klassifiziert sondern auch noch mit der gesamten verfügbaren Information als PHA-Worte übermittelt. Im normalen Telemetriemodus enthält jeder EDB 30 PHA-Worte. Die so zu übertragenden Ereignisse, werden nach einem Prioritätsschema ausgewählt, das sicherstellt, daß die PHA-Worte vorrangig Ereignisse enthalten, die sehr selten sind oder die vom Klassifikationsalgorithmus nicht richtig bestimmt werden konnten. Die Prioritätsbereiche sind in Abb. 3.5 durch die Schattierung angedeutet. Jedes PHA-Wort beinhaltet unter anderem die Flugzeit τ , die Energie E_{res} , den Sektor in dem das Ereignis registriert wurde und den Prioritätsbereich. Neben den 18 von der m - m/q -Matrix abgeleiteten Matrixraten, enthält jeder EDB eine Reihe weiterer Zählraten. Dazu zählen unter anderem die vom Hilfskanal registrierten Protonen- und Alpharaten und die drei Basic-Raten, die angeben wie viele Ereignisse in den einzelnen Prioritätsbereichen gezählt wurden. Die Basic-Raten können zur Wichtung der PHA-Daten benutzt werden. Zusammenfassend kann zu den drei besprochenen Datenkategorien folgendes gesagt werden:

Die **Matrixelemente** enthalten die Information über m und m/q aller klassifizierbaren

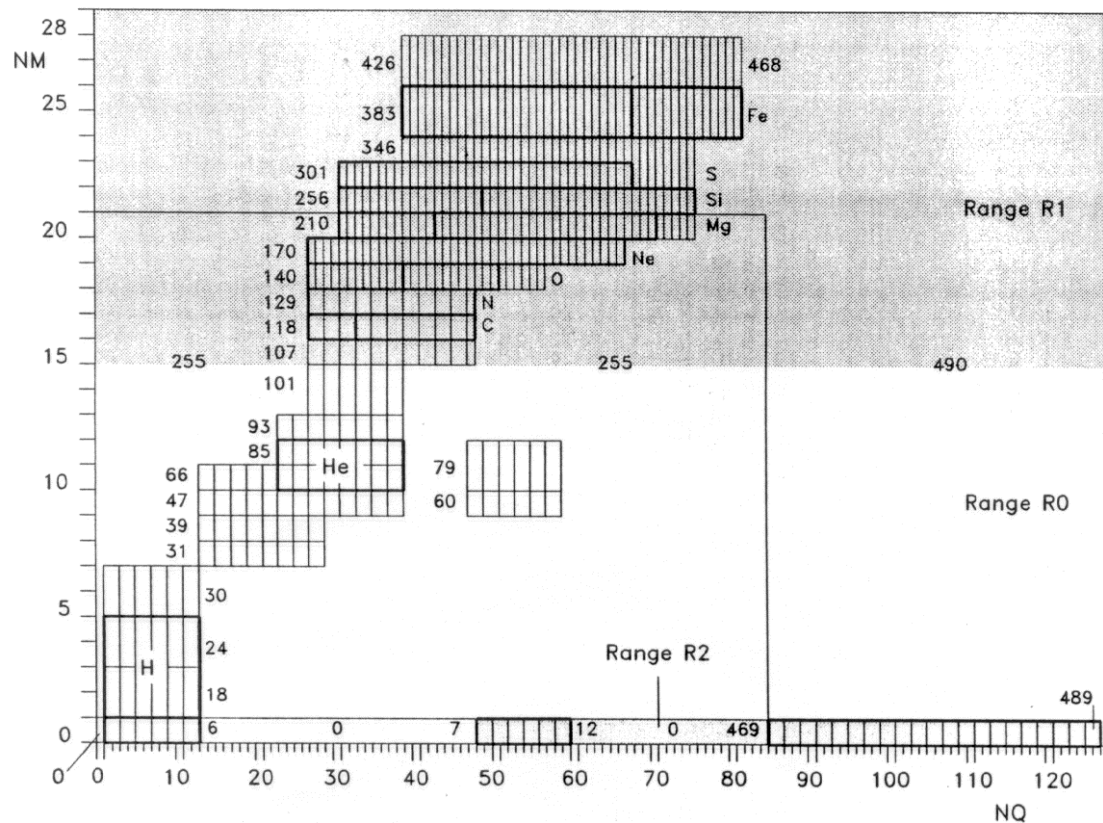


Abb. 3.5: m - m/q -Matrix des SWICS-Instruments [aus Rieck, 1989]. Die zu Matrixraten zusammengefaßten Matrixelemente sind dick umrandet. Die Schattierung deutet die Prioritätsbereiche an.

Ereignisse in der durch die Größe der Matrixelemente vorgegebenen m - m/q -Auflösung und in der bestmöglichen zeitlichen Auflösung (768 s). Diese Datenkategorie eignet sich am besten zur Erstellung von m/q -Spektren für die unterschiedlichen Elemente. Da pro EDB nicht alle Matrixelemente übertragen werden, fehlt die E/q -Information. Es ist also z.B. nicht möglich die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen zu bestimmen.

Die **Matrixraten** enthalten keine Information über das Verhältnis m/q . Die verschiedenen Ionisationszustände eines Elements können nicht aufgelöst werden. Dafür ist E/q bekannt, da die Matrixraten in jedem EDB vollständig übertragen werden. Sie eignen sich daher zur Erzeugung von E/q -Spektren der verschiedenen Sonnenwindelemente. Mittels dieser Datenkategorie können zum Beispiel Unterschiede in der Geschwindigkeit der einzelnen Elemente untersucht werden.

Die **PHA-Worte** enthalten die gesamte verfügbare Information in einer m - und m/q -Auflösung, die nur durch die Breite der Energieverteilung der einzelnen Ionensorten und die Genauigkeit der Flugzeitmessung begrenzt ist. Da pro EDB aber maximal 30 PHA-Worte übertragen werden, ist die notwendige Akkumulationszeit für signifikante Spektren sehr lang. Zur Erzeugung von m/q -Spektren, wie sie in dieser Arbeit vorrangig gebraucht werden, kommen die PHA-Worte daher nicht in Frage. Sie können aber z.B. genutzt werden, um niedrig geladene schwere Ionen (*pick up*-Ionen) zu erfassen, bei

denen der Klassifikationsalgorithmus versagt. Außerdem bieten sie die Möglichkeit die Formen der Ionenverteilungen im m - m/q -Raum genau zu analysieren. Auf diese Art kann festgestellt werden, wie weit sich die Verteilungen benachbarter Ionisationszustände und Elemente überlappen und welche Korrekturen an den Matrixelementen und Matrixraten vorzunehmen sind.

Zur Aufbereitung der vom SWICS-Experiment gelieferten Rohdaten wurde für die vorliegende Arbeit umfangreiche Software entwickelt bzw. überarbeitet. Ein bereits existierendes Programm zum Lesen der Rohdaten wurde um Module erweitert, die ein einfaches Extrahieren der verschiedenen Datenkategorien und die Korrektur der energieabhängigen Effizienz des SWICS-Sensors ermöglichen. Die auf der Grundlage von Kalibrationsdaten durchgeführte Effizienzkorrektur ist notwendig, weil die Nachweiswahrscheinlichkeit des SWICS-Instruments von der Energie der einfallenden Teilchen und damit von der Sonnenwindgeschwindigkeit abhängt [von Steiger, 1990]. Durch einen Vergleich von aus Matrixelementen und aus PHA-Worten ermittelten m/q -Spektren wurde bestätigt, daß das Echtzeitklassifikationsverfahren sehr zuverlässig arbeitet und die Matrixelemente für die angestrebten Untersuchungen ohne Bedenken eingesetzt werden können. Außerdem wurde eine im folgenden Kapitel näher beschriebene Methode zur Bestimmung von Ladungszustandsverhältnissen aus m/q -Spektren entwickelt.

3.1.3 Die Bestimmung von Ladungszustandsverhältnissen aus m/q -Spektren

Das Ladungszustandsverhältnis L zweier Ionen X^{i+} , $X^{(i+1)+}$ eines Elements ist der Quotient aus den relativen Häufigkeiten dieser beiden Ionen:

$$L = \frac{X^{(i+1)+}}{X^{i+}} \quad (3.4)$$

Im Interesse einer einheitlichen und übersichtlichen Darstellung sind alle in dieser Arbeit analysierten Ladungszustandsverhältnisse so definiert, daß der höhere Ladungszustand im Zähler und der niedrigere im Nenner steht. Ein Ladungszustandsverhältnis ist immer der Quotient aus den relativen Häufigkeiten zweier benachbarter Ladungszustände eines Elements. Ist einer dieser Ladungszustände so selten, daß das SWICS-Instrument ihn, zumindest im vorgegebenen Akkumulationsintervall, nicht mehr auflöst, kann nur noch eine untere bzw. obere Grenze für das Ladungszustandsverhältnis angegeben werden. Die in dieser Arbeit benutzten Ladungszustandsverhältnisse wurden so gewählt, daß der im Nenner stehende Ladungszustand bei koronalen Temperaturen um 10^6 K nicht Null wird. Sollte der im Zähler stehende Ladungszustand extrem selten werden, kann das Verhältnis als Null angenommen werden.

Zur Bestimmung von Ladungszustandsverhältnissen aus den SWICS-Daten werden die von den Matricelementen gelieferten m/q -Spektren verwendet. Das m/q -Spektrum einer Ionensorte setzt sich aus den Elementen der m - m/q -Matrix zusammen, in deren Massenbereich die Atommasse der betrachteten Teilchensorte liegt. Für Kohlenstoff sind das die Matricelemente 118 bis 128, für Sauerstoff die Matricelemente 140 bis 169, für Silizium die Matricelemente 256 bis 300 und für Eisen die Matricelemente 383 bis 425 (Abb. 3.5). Aus diesen m/q -Spektren werden die relativen Häufigkeiten der Ionen bestimmt. Zunächst wird das häufigste Ion, also die höchste Spitze des m/q -Spektrums gesucht. An diese Spitze wird eine Gaußverteilung angepaßt. Die berechnete m/q -Verteilungsfunktion wird vom m/q -Spektrum abgezogen und die Prozedur mit der jetzt höchsten Spitze, also dem zweithäufigsten Ladungszustand, fortgesetzt. Auf diese Art werden nacheinander die m/q -Verteilungsfunktionen aller im Spektrum vorkommenden Ionisationszustände ermittelt. Die Integration der m/q -Verteilungsfunktionen über den gesamten m/q -Bereich der Ladungszustandsverteilung liefert die relativen Häufigkeiten der Ladungszustände aus denen sich gemäß Gleichung (3.4) die Ladungszustandsverhältnisse bestimmen lassen.

Zur Abschätzung des bei der Bestimmung der Ladungszustandsverhältnisse gemachten Fehlers müssen folgende Fehlerquellen diskutiert werden:

- Statistischer Fehler und unvollständige Trennung benachbarter Ionen eines Elements durch das SWICS-Instrument.
- Verunreinigungen des m/q -Spektrums der untersuchten Ionensorte durch benachbarte Elemente mit ähnlicher Atommasse.
- Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeiten des SWICS-Instruments vom Ionisationszustand und von der Energie des Teilchens.

Bei der Analyse der m/q -Spektren werden in der Reihenfolge vom häufigsten zum seltensten Ladungszustand die Verteilungsfunktionen angepaßt und vom Spektrum subtrahiert. Dieses Vorgehen minimiert den Fehler, der durch die unvollständige Trennung der m/q -Verteilungen benachbarter Ladungszustände einer Ionensorte entsteht. Die Größe des statistischen Fehlers wird abgeschätzt, indem mit Hilfe der Standardabweichungen der von der Anpassungsroutine ermittelten Koeffizienten der Gaußverteilungen untere und obere Grenzen für die relativen Häufigkeiten der Ladungszustände bestimmt werden.

Abb. 3.6 zeigt für die Elemente Kohlenstoff, Sauerstoff, Silizium und Eisen die Zählraten in den Matricelementen (gestrichelte Linien) und die daraus bestimmten m/q -Verteilungsfunktionen (durchgezogene Linien) während eines zufällig gewählten dreitägigen Zeitintervalls, das in seiner Länge den größeren der untersuchten CME-Ereignisse entspricht. In Abb. 3.6a ist die Kohlenstoffladungszustandsverteilung dargestellt. Die m/q -Verteilungsfunktionen der Kohlenstoffladungszustände wurden mit der im vorigen Absatz beschriebenen Methode entsprechend den Häufigkeiten der Ionen in der Reihenfolge C^{6+} , C^{5+} und C^{4+} bestimmt. Zur Bestimmung der m/q -Verteilungsfunktion von C^{6+} wurde die Gaußverteilung an die Matricelemente 118 bis 120 angepaßt, für C^{5+} an die

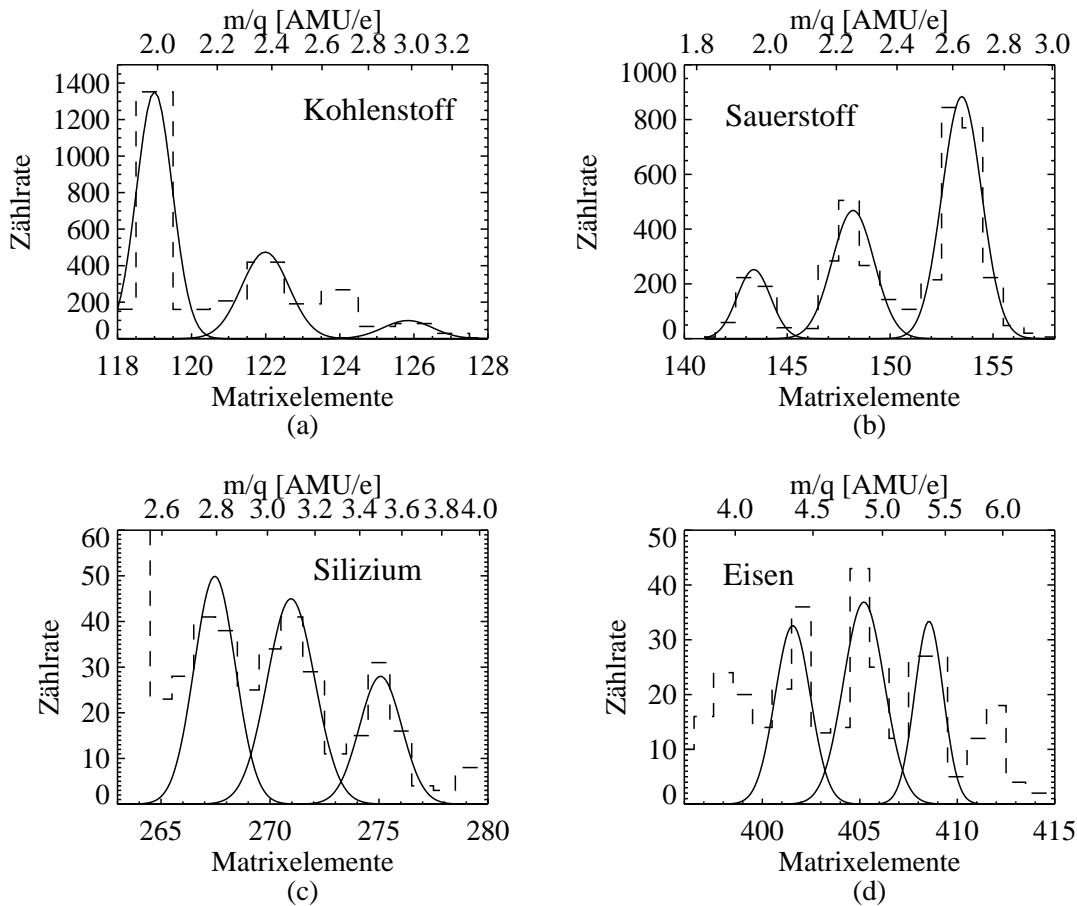


Abb. 3.6: SWICS-Matrixelemente: Zählraten (gestrichelt) und angepasste Gaußfunktionen.

Matrixelemente 121 bis 123 und für C^{4+} an die Matrixelemente 125 bis 127. Im Matrixelement 124 ($m/q \approx 2,7$ AMU/e) ist eine Erhöhung der Zählrate zu beobachten, die keinem Kohlenstoffion zugeordnet werden kann. Eine Analyse der PHA-Daten hat gezeigt, daß es sich dabei um eine Verunreinigung durch das Ion O^{6+} ($m/q = 2,67$ AMU/e) handelt. Da das Matrixelement 124 nicht als Stützstelle für die Anpassung der Gaußverteilungen verwendet wird, ist der Einfluß der O^{6+} -Verunreinigung auf die für die Ionen C^{5+} und C^{4+} ermittelten relativen Häufigkeiten klein. Abb. 3.6b zeigt die Zählraten und die m/q -Verteilungsfunktionen der Ionen O^{6+} , O^{7+} und O^{8+} . Zur Bestimmung der m/q -Verteilungsfunktion von O^{6+} wurde die Gaußverteilung an die Matrixelemente 150 bis 156 angepaßt, für O^{7+} an die Matrixelemente 145 bis 150 und für O^{8+} an die Matrixelemente 140 bis 145. Die m/q -Verteilungsfunktionen von O^{6+} und O^{7+} zeigen bei den Matrixelementen 150 und 151 eine deutliche Abweichung vom gemessenen Spektrum. Die Auswertung der PHA-Daten hat ergeben, daß diese beiden Matrixelemente Verunreinigungen durch das Ion C^{5+} enthalten, das mit $m/q = 2,4$ AMU/e zwischen den Sauerstoffionen O^{6+} ($m/q = 2,67$ AMU/e) und O^{7+} ($m/q = 2,29$ AMU/e) liegt. Die Anpassung der Gaußverteilungen wird bei ausreichend hohen Zählraten nur sehr wenig von diesen Verunreinigungen beeinflusst. In Abb. 3.6c ist ein Ausschnitt aus der

Siliziumladungszustandsverteilung mit den Ionen Si^{10+} ($m/q = 2,8 \text{ AMU/e}$), Si^{9+} ($m/q = 3,11 \text{ AMU/e}$) und Si^{8+} ($m/q = 3,5 \text{ AMU/e}$) dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Anpassung der Gaußverteilungen an die gemessenen Zählraten etwas weniger gut funktioniert als bei Sauerstoff und Kohlenstoff. Vor allem im Falle von Si^{9+} und Si^{10+} sind die angepaßten Gaußfunktionen schmäler als die Peaks der Zählraten. Die PHA-Daten zeigen, daß die Ursache hierfür eine Verunreinigung durch Magnesium ist. Eine Trennung der Siliziumionen von den Ionen Mg^{9+} ($m/q = 2,67 \text{ AMU/e}$), Mg^{8+} ($m/q = 3,0 \text{ AMU/e}$) und Mg^{7+} ($m/q = 3,43 \text{ AMU/e}$) ist nur schwer möglich, weil die m/q -Werte der Ionen ähnlich sind, die relativen Atommassen ($m_{\text{Si}} = 28$, $m_{\text{Mg}} = 24$) der beiden Elemente dicht beieinander liegenden und außerdem die photosphärischen Häufigkeiten (Tab. 2.1) fast gleich sind. Die Bestimmung des durch die Verunreinigung mit Magnesium entstehenden Fehlers bzw. eine Korrektur der Meßdaten ist sehr problematisch und wurde nicht durchgeführt. Abb. 3.6d zeigt einen Ausschnitt aus der Ladungszustandsverteilung von Eisen mit den Ionen Fe^{13+} , Fe^{12+} und Fe^{11+} . Die Anpassung der Gaußverteilungen an die gemessenen Zählraten funktioniert sehr gut. Wegen der isolierte Lage von Eisen in der m - m/q -Matrix sind Verunreinigungen durch benachbarte Elemente auszuschließen. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß der durch Verunreinigungen verursachte Fehler bei der Bestimmung der Ladungszustandsverhältnisse $\text{C}^{6+}/\text{C}^{5+}$, $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ und $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ vernachlässigbar ist. Beim Ladungszustandsverhältnis $\text{Si}^{10+}/\text{Si}^{9+}$ sind Verunreinigungen durch Magnesium vorhanden. Wie sich später zeigen wird kann dieser Fehler im Rahmen der bei der Interpretation der Meßdaten erzielbaren Genauigkeit ebenfalls vernachlässigt werden. Der Fehler, der durch die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit des SWICS-Instruments von der kinetischen Energie der Teilchen (Sonnenwindgeschwindigkeit) und von der Teilchensorte entsteht, wurde anhand von Eichmessungen und Modellberechnungen korrigiert [Joos, 1989, von Steiger, 1990]. Ein eventuell vorhandener Restfehler ist quantitativ schwer abzuschätzen. Er liegt jedoch sicher unter dem statistischen Fehler. Da außerdem im folgenden ausschließlich Verhältnisse von Ladungszuständen untersucht werden, spielen systematische Fehler keine Rolle.

Für die in dieser Arbeit vorgestellte Untersuchung werden die bereits erwähnten Ladungszustandsverhältnisse $\text{C}^{6+}/\text{C}^{5+}$, $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$, $\text{Si}^{10+}/\text{Si}^{9+}$ und $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ verwendet. Je nach Sonnenwindbedingungen und Entfernung von der Sonne müssen zwischen 1 und 12 Stunden Matrixelement-Daten akkumuliert werden, um ein Sauerstoff- oder Kohlenstoff- m/q -Spektrum zu erzeugen, das die zuverlässige Bestimmung der Verhältnisse $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ bzw. $\text{C}^{6+}/\text{C}^{5+}$ gestattet. Für Eisen und Silizium muß die Akkumulationszeit etwa um einen Faktor zehn länger sein. Ein durchschnittliches CME-Ereignis, daß in einer Entfernung von 2 oder 3 AE von der Sonne beobachtet wird, dauert etwa einen Tag. Das bedeutet, die Zählraten für Eisen und Silizium sind im besten Fall gerade hoch genug, um pro CME einen statistisch signifikanten Wert für die Verhältnisse $\text{Si}^{10+}/\text{Si}^{9+}$ und $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ zu bestimmen. Aus diesem Grund wurde bei der Untersuchung der CMEs pro Ereignis jeweils nur ein Wert für die Ladungszustandsverhältnisse $\text{C}^{6+}/\text{C}^{5+}$,

O^{7+}/O^{6+} , Si^{10+}/Si^{9+} und Fe^{12+}/Fe^{11+} bestimmt. Vom Ladungszustandsverhältnis O^{7+}/O^{6+} wurde zusätzlich eine Zeitreihe für den gesamten Untersuchungszeitraum von Januar 1991 bis Dezember 1996 ermittelt. Die dazu verwendeten m/q -Spektren wurden über 12 Stunden akkumuliert und in Schritten von 6 Stunden weitergeschoben. Die resultierende O^{7+}/O^{6+} -Zeitreihe ist folglich leicht geglättet und hat eine Auflösung von 6 Stunden.

3.1.4 Die Bestimmung der Sonnenwindparameter

Zur Bestimmung der Dichte, der Geschwindigkeit und der Temperatur von Protonen und α -Teilchen im Sonnenwind wurde auf Programme zurückgegriffen, die von Liu [1994] zur Auswertung der SWICS-Daten entwickelt wurden. Aus diesem Grund soll an dieser Stelle nur kurz die prinzipielle Vorgehensweise erläutert werden. Die größte Schwierigkeit bei der Berechnung der Sonnenwindparameter ist die Bestimmung der entsprechenden Verteilungsfunktionen aus den vom Instrument gelieferten Zählraten. Der Zusammenhang zwischen der tatsächlich vorhandenen Teilchenverteilung und einer gemessenen Zählrate wird von einer ganzen Reihe von Faktoren beeinflusst [Joos, 1989]. Das sind vor allem die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Festkörperdetektoren, die Geometriefaktoren, die Winkel- und Energieabhängigkeit des Kollimators und des E/q -Analysators und die Ausrichtung des fest auf der Raumsonde installierten Instruments in Bezug auf die Sonne. Wurde unter Berücksichtigung all dieser Faktoren die Verteilungsfunktion $f(v)$ bestimmt, lassen sich Dichte n , Temperatur T und Geschwindigkeit u einfach als Momente von $f(v)$ bestimmen:

$$n = \int f(v) dv$$

$$u = \frac{1}{n} \int v f(v) dv$$

$$T = \frac{m}{nk} \int (v - u)^2 f(v) dv$$

3.2 Die Magnetfeldmessung (VHM/FGM)

Das Magnetfeld wird auf der *Ulysses*-Sonde mit zwei an einem Auslegearm befestigten Magnetometern gemessen [Balogh et al., 1992]. An der Spitze des 5 m langen Auslegers befindet sich ein Vektor-Helium-Magnetometer (VHM) und 1,2 m weiter inwärts ein Fluxgate-Magnetometer (FGM). Durch die Verwendung von zwei Magnetometern können von der Raumsonde herrührende Magnetfelder besser erkannt werden.

Die unterschiedlichen physikalischen Meßprinzipien erlauben es darüber hinaus, die Selbstkonsistenz der von den beiden Magnetometern gemachten Messungen unabhängig zu überprüfen. Die in dieser Arbeit verwendeten Magnetfelddaten stammen vom sehr stabil arbeitenden Vektor-Helium-Magnetometer. Es besitzt zwei Meßbereiche von $\pm 8,192\text{nT}$ (Auflösung $4,0\text{pT}$) und $\pm 65,52\text{nT}$ (Auflösung $32,0\text{pT}$) und eine zeitliche Auflösung von maximal 2 Vektoren/Sekunde. Für die in dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung des Magnetfelds in CMEs wurden Stundenmittelwerte verwendet.

4 Untersuchungsergebnisse

Die Raumsonde *Ulysses* hat Informationen über eine ganze Reihe von CMEs geliefert, obwohl ein großer Teil der bisherigen Mission in eine Zeit geringer Sonnenaktivität fiel, in der koronale Massenauswürfe nicht sehr häufig sind. In diesem Kapitel wird eine auf Daten des SWICS- und des Magnetfeldexperiments basierende Untersuchung von 57 CMEs vorgestellt, die zwischen 1991 und 1996 beobachtet wurden. Der Schwerpunkt der Analyse ist ein Vergleich der Ladungszustandsverteilungen in den CMEs und im kontinuierlichen Sonnenwind unter Berücksichtigung der magnetischen Struktur der CMEs.

4.1 Identifikation von CMEs in den *Ulysses*-Daten

Mit den für diese Arbeit zur Verfügung stehenden SWICS- und Magnetfelddaten allein, ist eine eindeutige Identifikation von CMEs nicht möglich, weil das Vorhandensein bidirektionaler Ströme energiereicher Elektronen nicht nachgeprüft werden kann. Derartige Messungen sind nur mit dem Experiment SWOOPS (*Solar Wind Observations Over the Poles of the Sun*) [Bame et al. 1992] möglich. Aus diesem Grund wurde für die folgenden Untersuchungen auf in der Literatur genannte Massenauswürfe zurückgegriffen [Phillips 1997, Gosling et al. 1998, Hammond et al. 1996a, b]. Die Autoren haben sie anhand der in Kap 2.3.1 erläuterten Plasma- und Magnetfeldsignaturen in den *Ulysses*-Daten identifiziert. Die mit dem SWICS- und dem Magnetfeldexperiment zugänglichen Plasma- und Magnetfeldsignaturen der CMEs wurden für diese Arbeit erneut überprüft. Folgende Kriterien wurden berücksichtigt (Kap. 2.3.1):

- erniedrigte Protonentemperatur (im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind)
- erhöhter Heliumanteil (im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind)
- niedriges Plasma- β (im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind)
- gleichmäßige Magnetfeldrotation
- geringe Varianz des Magnetfelds
- Auftreten ungewöhnlicher Ionisierungszustände

Aus den sicher identifizierten Ereignissen, die neben dem immer geforderten Vorhandensein bidirektionaler Elektronenströme mindestens drei der sechs genannten Identifikationskriterien erfüllen, wurde eine CME-Liste (Anhang A1) zusammengestellt. Sie

enthält 57 zwischen 1991 und 1996 beobachtete CMEs und bildet die Grundlage der folgenden Untersuchungen.

Die Start- und Endzeiten der CMEs wurden in jedem Fall durch das Einsetzen bzw. Aufhören des bidirektionalen Elektronenflusses definiert. Das bedeutet, daß die Literaturangaben übernommen wurden, auch wenn sich geringfügige Abweichungen zwischen Anfang und Ende des bidirektionalen Elektronenflusses und den anderen selbst überprüften CME-Signaturen zeigten. Es wird bei koronalen Massenauswürfen im interplanetaren Raum relativ oft beobachtet, daß die einzelnen typischen Plasma- und Magnetfeldsignaturen nicht exakt zum gleichen Zeitpunkt einsetzen bzw. aufhören. Der Übergang zwischen CME- und Sonnenwindplasma ist nicht immer scharf, und die genaue Festlegung der Grenzen des koronalen Massenauswurfs kann problematisch sein. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, wurde bei den im folgenden vorgestellten Untersuchungen ein Bereich beiderseits der Grenze des CMEs ausgespart. Die Größe dieses Grenzbereichs beträgt acht Prozent der Dauer des CMEs. Bei einem koronalen Massenauswurf von der Dauer eines Tages werden also z.B. rund zwei Stunden Daten beiderseits der Grenzen nicht analysiert. Auf diese Art kann weitgehend sichergestellt werden, daß entweder nur CME-Plasma oder nur Sonnenwindplasma analysiert wird.

Zur Erläuterung des Vorgehens bei der Überprüfung der CME-Signaturen in den SWICS- und Magnetfelddaten sind in den Abb. 4.1 und 4.2 die Plasma- und Magnetfeldparameter von zwei der 57 untersuchten CMEs dargestellt. Diese beiden Ereignisse wurden ausgewählt, weil sie die in den folgenden Kapiteln erläuterten Unterschiede in der magnetischen Topologie und in den Ladungszustandsverteilungen sehr deutlich zeigen. Im weiteren Verlauf von Kap. 4 wird immer wieder auf diese beiden Beispiele zurückgegriffen werden. In beiden Abbildungen markiert der durchgezogene Rahmen den CME, also das Zeitintervall, während dem bidirektionale Ströme energiereicher Elektronen beobachtet wurden. Die drei mit Strich-Punkt-Linien dargestellten Rahmen geben die für die spätere Analyse der Ladungszustandsverhältnisse festgelegten Intervalle innerhalb des CMEs sowie im Sonnenwind davor und danach an. Abb. 4.1 zeigt die Sonnenwindparameter von Tag 157 bis Tag 168, 1993. Das durch bidirektionale Elektronenströme identifizierte CME-Intervall (CME Nr. 50 in der CME-Liste) dauert von Tag 160,896 bis Tag 164,062 (durchgezogene Linien). Für die Untersuchung der Ladungszustandsverhältnisse vor, im und nach dem CME wurden Intervalle von Tag 157.603 bis 160.769, von Tag 161.023 bis 163.935 und von Tag 164.189 bis 167.355 festgelegt (Strich-Punkt-Linien). Im CME sind die Protonendichte (N_p) und die Protonentemperatur T_p deutlich erniedrigt. Der Anteil von α -Teilchen (N_α/N_p) ist im Gegensatz zu der in der Literatur über CMEs vertretenen Meinung (Kap 2.3.1) nicht erhöht sondern deutlich erniedrigt. Trotzdem kann diese Signatur als Identifikationsmerkmal genutzt werden, da sie einen klar von den Eigenschaften des umgebenden Sonnenwinds abweichenden Bereich zeigt. Für das theoretisch-physikalische Verständnis von CMEs hat dieses Ergebnis weiterreichende Bedeutung. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit, würde eine Beschäftigung mit dieser Frage jedoch zu weit führen. Die gepunkteten

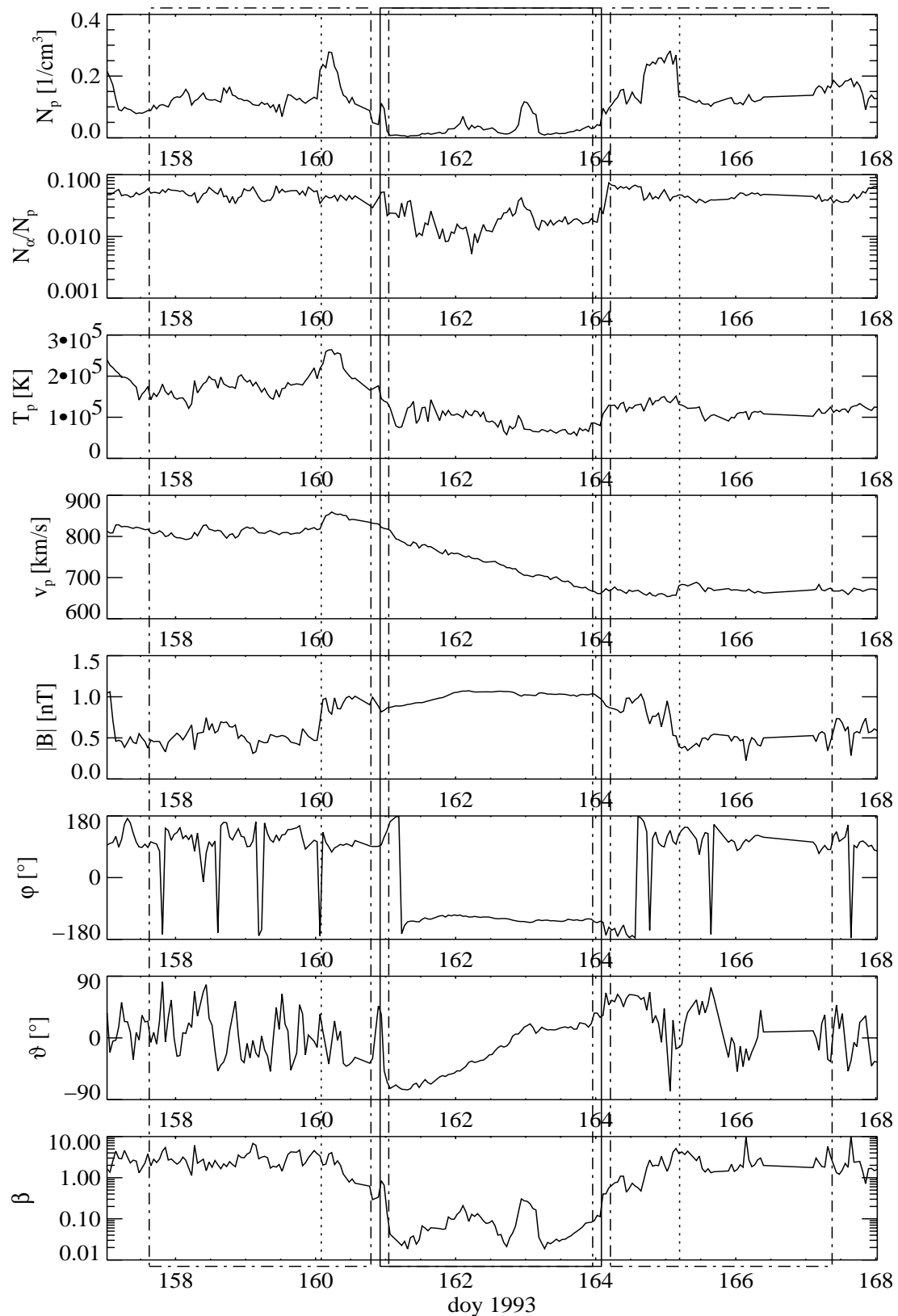


Abb 4.1: Plasma- und Magnetfeldparameter des CMEs Nr. 50.
 Durchgezogene Linien: Dauer des CMEs (bidirektionale Elektronen).
 Strich-Punkt-Linien: Analyseintervalle vor, im und nach dem CME.
 Gepunktete Linien: Stoßwellen.

Linien in Abb. 4.1 kennzeichnen eine rückwärts laufende Stoßwelle (*reverse shock*) und eine vorwärts laufende Stoßwelle (*forward shock*), die 17 Stunden vor bzw. 27 Stunden nach dem CME beobachtet wurden. Da das Sonnenwindplasma vor dem CME eine höhere Geschwindigkeit (v_p) hat als der CME selbst, und da außerdem die Sonnenwindgeschwindigkeit zwischen den Stoßwellen stark abnimmt, entstehen die Stoßwellen in diesem Fall wahrscheinlich durch die starke Expansion des CMEs infolge seines hohen inneren Drucks [Gosling et al., 1995]. Der untere Teil von Abb. 4.1 zeigt Magnetfeld und Plasma- β . Das in einem sphärischen Koordinatensystem mit Ursprung im Sonnenmittelpunkt dargestellte Magnetfeld zeigt im CME-Intervall die typischen Signaturen einer magnetischen Wolke: Im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind eine gleichmäßig hohe Magnetfeldstärke und eine kontinuierliche Drehung des Magnetfelds im Breitenwinkel ϑ , d.h. in der Ebene senkrecht zur Ekliptik. Das Verhältnis von Gasdruck zu magnetischem Druck (Plasma- β) ist im Sonnenwind etwas größer als eins und fällt im CME auf Werte um 0,1. Die auffällige Magnetfelddrehung zusammen mit dem niedrigen Plasma- β zeigt in diesem Fall sehr deutlich, daß der CME die Struktur einer magnetischen Wolke besitzt. Der Beginn und das Ende der CME-typischen Signaturen stimmen im Falle der Protonendichte, der Protonentemperatur, des Heliumanteils und des Plasma- β gut mit dem Einsetzen bzw. Aufhören der bidirektionalen Ströme energiereicher Elektronen überein (durchgezogener Rahmen). Der auffällige Sprung im Azimutwinkel ϕ des Magnetfelds kurz nach Beginn des CME-Ereignisses entsteht durch die Art der Darstellung: ϕ wird an dieser Stelle größer als 180° . Die gleichmäßige Rotation des Magnetfelds im Breitenwinkel ϑ setzt am Tag 163 für ein etwa zwölfstündiges Intervall aus und beginnt erst kurz vor Ende des CMEs wieder. In diesem Bereich setzen auch die bidirektionalen Elektronenströme aus. Beides deutet darauf hin, daß die magnetische Feldstruktur dieses Ereignisses wesentlich komplexer ist, als die Topologie eines einfachen *flux rope*-Modells [Gosling und Birn, 1995b].

Abb. 4.2 zeigt die Sonnenwindparameter von Tag 237 bis Tag 246, 1993. Das durch Beginn und Ende des bidirektionalen Elektronenflusses definierte CME-Intervall (CME 52 in der CME-Liste) ist wie in Abb. 4.1 mit einem durchgezogenen Rahmen gekennzeichnet; die für die spätere Analyse definierten Intervalle sind mit Strich-Punkt-Linien eingerahmt. Der CME trieb nur eine rückwärts laufende Stoßwelle (gestrichelte Linie). Eine vorwärts laufende Stoßwelle wurde nicht beobachtet. Die Ursache hierfür könnte sein, daß sich der Sonnenwind vor dem CME schneller bewegt als der CME selbst [Gosling et al., 1998]. Im CME-Intervall sind im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind leicht erniedrigte Werte für Protonendichte und -temperatur zu beobachten. Der Anteil an α -Teilchen ist geringfügig erhöht. Die Magnetfeldstärke ist nicht höher aber gleichmäßiger als im Sonnenwind. Im Verlauf des CME-Intervalls ändert sich die polare Magnetfeldrichtung deutlich aber sehr ungleichmäßig. Eine kontinuierliche Magnetfelddrehung wird nicht beobachtet. Die im nächsten Kapitel erläuterte Minimum-Varianz-Analyse ergibt, daß es sich in diesem Fall nicht um eine *flux rope* handelt. Das Plasma- β , das im Sonnenwind deutlich größer als eins ist, sinkt während der CME-

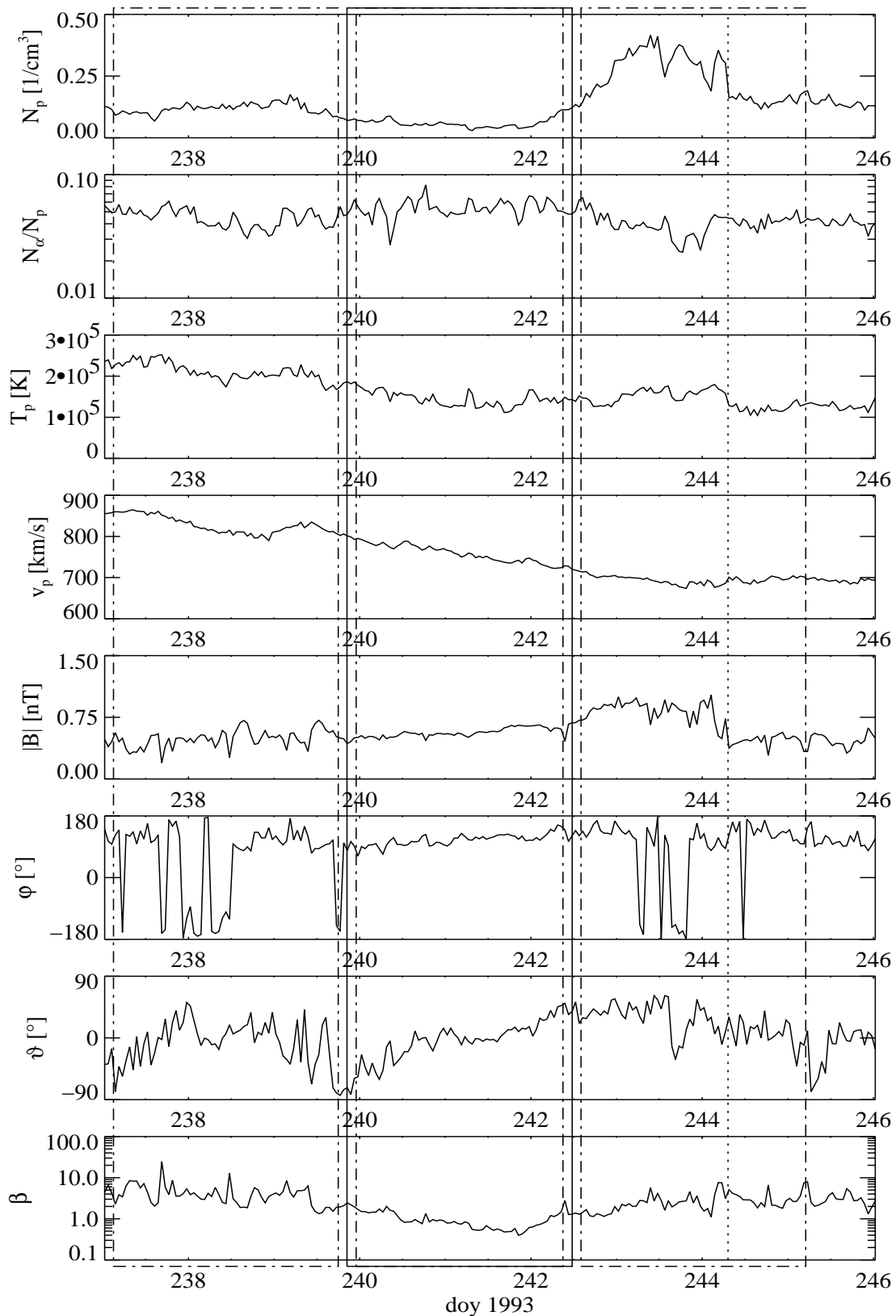


Abb 4.2: Plasma- und Magnetfeldparameter des CMEs Nr. 52.
 Durchgezogene Linien: Dauer des CMEs (bidirektionale Elektronen).
 Strich-Punkt-Linien: Analyseintervalle vor, im und nach dem CME.
 Gepunktete Linie: Stoßwelle.

Passage auf Werte leicht unter eins ab. Da der CME keine *flux rope*-Struktur besitzt, ist er trotz des niedrigen Plasma- β keine magnetische Wolke.

In der anhand der beiden Beispiele beschriebenen Weise wurden die Plasma- und Magnetfeldsignaturen aller in die CME-Liste aufgenommen Ereignisse überprüft. Da in der vorliegenden Arbeit durch die Untersuchung einer großen Anzahl von Ereignissen allgemeine Zusammenhänge zwischen den Eigenschaften koronaler Massenauswürfe aufgezeigt werden sollen, wurden kleinskalige Phänomene nur untersucht, wenn sie für die CME-Identifikation wichtig waren.

4.2 Identifikation magnetischer Wolken in den *Ulysses*-Daten

Alle 57 in die CME-Liste aufgenommenen koronalen Massenauswürfe wurden daraufhin untersucht, ob sie die in Kap. 2.3.2 erläuterten Eigenschaften einer magnetischen Wolke besitzen (gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors über einen großen Winkelbereich, im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind starkes Magnetfeld und niedrige Temperatur bzw. niedriges Plasma- β). Um festzustellen, in welchen CMEs die für magnetische Wolken typische Magnetfelddrehung vorhanden ist und über welchen Winkelbereich sie sich erstreckt, wurde für jedes Ereignis eine Minimum-Varianz-Analyse [Sonnerup und Cahill, 1967] der Magnetfelddaten durchgeführt. Die Vorgehensweise bei der Minimum-Varianz-Analyse ist in Anhang A2 erläutert.

Die Abb. 4.3 und 4.4 zeigen das Ergebnis der Minimum-Varianz-Analysen der beiden bereits im vorigen Kapitel als Beispiele besprochenen CMEs. Das ins Minimum-Varianz-System transformierte Magnetfeld ist in Hodogrammen dargestellt. Im oberen Hodogramm wurden die Komponenten der Magnetfeldvektoren in Richtung maximaler Varianz B_{\max} und mittlerer Varianz B_{med} gegeneinander aufgetragen, im unteren die Komponenten in Richtung maximaler Varianz und minimaler Varianz B_{\min} . Das obere Hodogramm in Abb. 4.3 zeigt eine glatte Rotation des Magnetfelds über einen Winkel von 124° in der Ebene senkrecht zur Richtung minimaler Varianz. Im unteren Teil von Abb. 4.3 ist zu erkennen, daß die Schwankungsbreite des Magnetfelds in der Richtung minimaler Varianz tatsächlich viel kleiner ist als in Richtung der maximalen Varianz. Eine Ausnahme bildet das Ende des Untersuchungsintervalls, wo die Rotation bereits aufgehört hat (rechte Seite der Hodogramme). Der Bereich der Magnetfelddrotation stimmt also nicht ganz mit dem anhand der bidirektionalen Elektronenströme definierten Untersuchungsintervall überein. Trotzdem kann festgestellt werden, daß die Minimum-Varianz-Analyse ein wohlbestimmtes Koordinatensystem gefunden hat. Die in Anhang A2 angegebenen Fehlerkriterien $\lambda_{\text{med}}/\lambda_{\min} = 15,8 \geq 2$ und $\angle(\mathbf{B}^{(1)}, \mathbf{B}^{(N)}) = 101,5^\circ \geq 30^\circ$ zeigen, daß die Richtung minimaler Varianz mit weniger als 10% Genauigkeit festgelegt werden konnte. Die charakteristische Magnetfelddrehung weist darauf hin, daß der untersuchte CME eine *flux rope*-Struktur besitzt. Zusammen mit den festgestellten niedrigen Plasma- β -Werten handelt es sich bei diesem

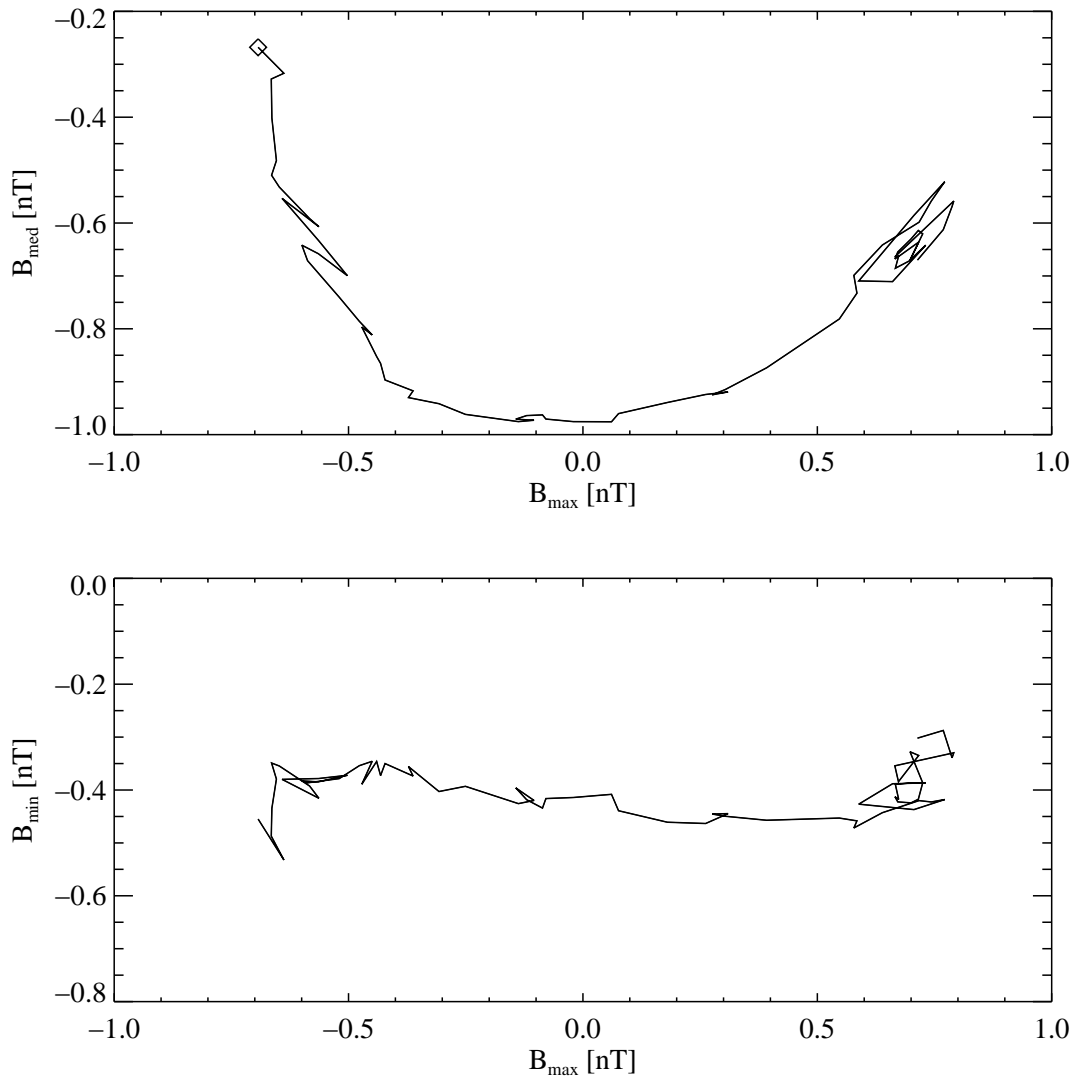


Abb. 4.3: Minimum-Varianz-Analyse der Magnetfeldstruktur von CME Nr. 50.

B_{min} : Richtung minimaler Varianz.

B_{med} : Richtung mittlerer Varianz.

B_{max} : Richtung maximaler Varianz.

CME zweifelsfrei um eine magnetische Wolke.

Die Hodogramme in Abb. 4.4 zeigen, daß das Magnetfeld keine gleichmäßig Drehung ausführt, und daß auch keine wohldefinierte Richtung minimaler Varianz existiert, da sich das Magnetfeld in Richtung minimaler Varianz fast genauso stark ändert wie in Richtung maximaler Varianz. Das Fehlerkriterium $\lambda_{\text{med}}/\lambda_{\text{min}} = 1,5 \leq 2$ ist nicht erfüllt. Der CME besitzt keine *flux rope*-Struktur und ist deshalb auch keine magnetische Wolke.

Alle CMEs, die im Ergebnis der Minimum-Varianz-Analyse eine Rotation von mehr als 90° zeigen und eine gleichmäßig hohe Magnetfeldstärke und ein niedriges Plasma- β besitzen, wurden als magnetische Wolken identifiziert. Das Ergebnis dieser Klassifikation ist in der CME-Liste in Anhang A1 aufgeführt. Der Anteil der CMEs, die die Topologie einer magnetischen Wolke besitzen, an der Gesamtzahl der untersuchten CMEs

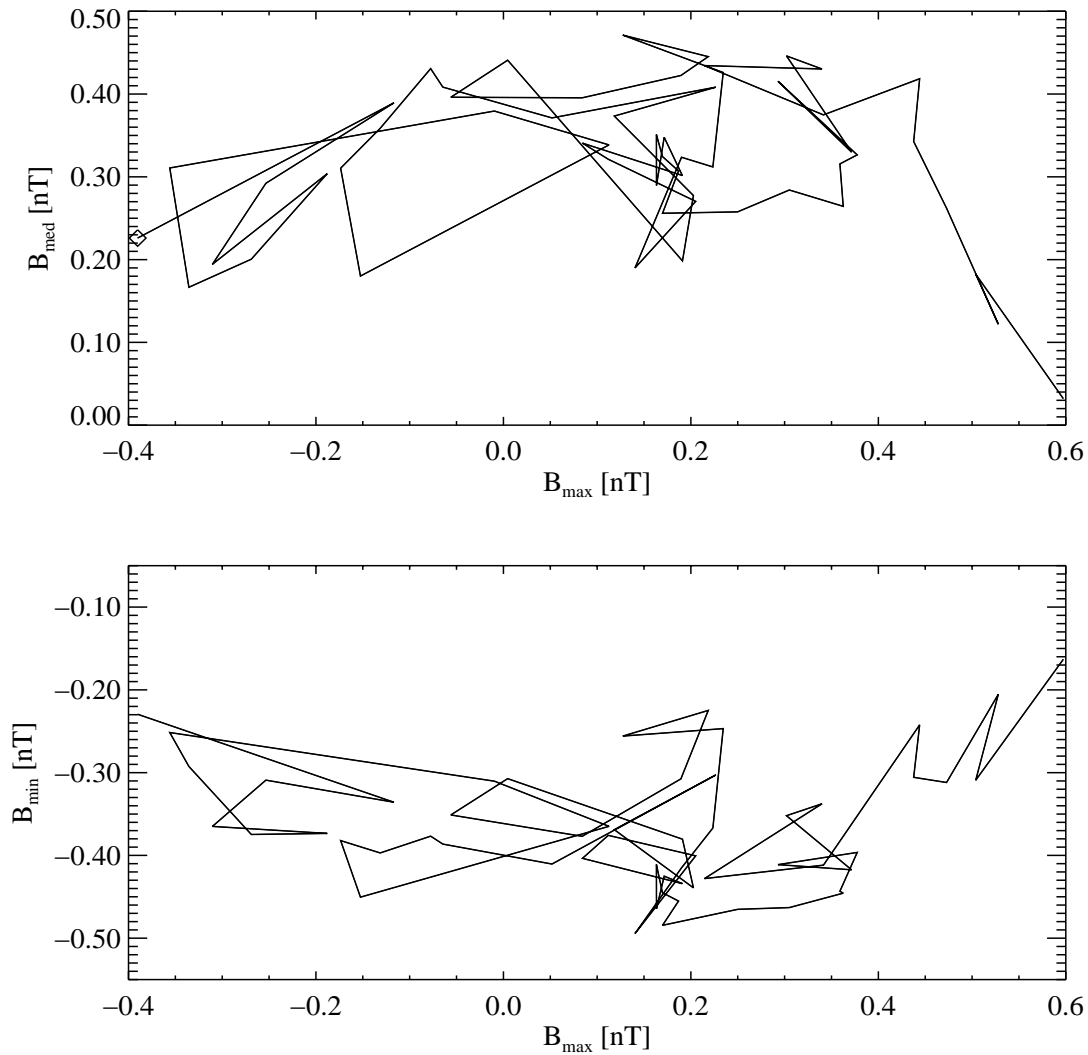


Abb. 4.4: Minimum-Varianz-Analyse der Magnetfeldstruktur von CME Nr. 52.

B_{min} : Richtung minimaler Varianz.

B_{med} : Richtung mittlerer Varianz.

B_{max} : Richtung maximaler Varianz.

beträgt 32%. Dieser Wert stimmt gut mit den von anderen Autoren angegebenen ca. 30% überein [Gosling, 1990, Bothmer und Schwenn, 1996].

4.3 Die Ladungszustandsverteilungen schwerer Ionen in koronalen Massenauswürfen und im kontinuierlichen Sonnenwind

Für alle 57 in der CME-Liste enthaltenen koronalen Massenauswürfe wurden aus den SWICS-Daten die Ladungszustandsverteilungen von Kohlenstoff, Sauerstoff, Silizium und Eisen ermittelt. Bei der Auswahl der Elemente spielten physikalische und experimenttechnische Gründe eine Rolle. Entsprechend dem *freezing in*-Prinzip (Kap. 5.2)

frieren die Ionisationszustände der vier Elemente, in unterschiedlichen Höhenbereichen der Korona ein. Über koronalen Löchern liegt der *freezing in*-Radius von Kohlenstoff ungefähr bei $1,7 R_S$, von Sauerstoff bei $1,3 R_S$, von Silizium bei $2,5 R_S$ und von Eisen bei $4 R_S$ [Ko et al., 1997]. Bei anderen Dichte- und Geschwindigkeitsverhältnissen z.B. über Aktivitätsgebieten verschieben sich die *freezing in*-Radien. Ein Vergleich der Ladungszustandsverteilungen der verschiedenen Elemente kann den vertikalen Elektronentemperaturverlauf in der Korona sichtbar machen. Eisen und Sauerstoff wurden speziell ausgewählt, weil ein Vergleich ihrer Ladungszustandsverteilungen Rückschlüsse auf die Form der Elektronengeschwindigkeitsverteilung zuläßt. Ein weiteres Auswahlkriterium war, in Hinblick auf den FIP-Effekt (Kap. 2.2.1), das erste Ionisationspotential der Elemente. Kohlenstoff und Sauerstoff besitzen ein hohes erstes Ionisationspotential (>10 eV), Silizium und Eisen ein niedriges (<10 eV). Durch die verschieden hohen ersten Ionisationspotentiale kommt es in der Chromosphäre beim Übergang vom neutralen in den ionisierten Zustand zu Fraktionierungsprozessen, die die Komposition des Sonnenwinds beeinflussen. Die Energieschwelle, die bei der ersten Ionisierung überwunden werden muß, hat sicherlich kaum Einfluß auf die Verteilung der hohen Ionisationszustände der Teilchensorte. Trotzdem liegt es nahe, Vertreter aus beiden Gruppen von Elementen zu untersuchen, wenn ein scharfes Unterscheidungsmerkmal wie der FIP-Effekt vorhanden ist. Die experimentell-technischen Kriterien für die Auswahl der Elemente sind möglichst hohe Zählraten und gute Trennbarkeit von anderen Elementen. Details dazu wurden bereits in Kap. 3.1.3 besprochen. Im Anschluß an die Erläuterungen in diesem Kapitel werden nicht mehr die ganzen Ladungszustandsverteilungen von Kohlenstoff, Sauerstoff, Silizium und Eisen sondern nur noch die daraus bestimmten Ladungszustandsverhältnisse C^{6+}/C^{5+} , O^{7+}/O^{6+} , Si^{10+}/Si^{9+} und Fe^{12+}/Fe^{11+} untersucht.

Die Abb. 4.5 und 4.6 zeigen die bereits in den beiden vorherigen Kapiteln als Beispiele verwendeten CMEs. Dargestellt sind die Ladungszustandsverteilungen von Kohlenstoff, Sauerstoff, Silizium und Eisen im Sonnenwind vor dem CME (a-d), im CME (e-h) und im Sonnenwind nach dem CME (i-l). Die Verteilungen wurden über die in Abb. 4.1 und 4.2 mit Strich-Punkt-Linien eingezeichneten Analyseintervalle akkumuliert. Die Länge der Intervalle beträgt 92% der in der CME-Liste angegebenen Dauer des CME-Intervalls. Dadurch wird erreicht, daß trotz der leichten Unsicherheit bei der Festlegung der CME-Grenzen immer entweder nur CME-Plasma oder nur Sonnenwindplasma untersucht wird. In Abb. 4.5 ist zu erkennen, daß bei den Ladungszustandsverteilungen aller vier Elemente die relative Häufigkeit der hohen Ionisationszustände während des CMEs (Abb. 4.5e-h) deutlich zunimmt. Zum Beispiel enthält die Sauerstoff-Ladungszustandsverteilung im Sonnenwind vor dem CME (Abb. 4.5b) fast ausschließlich O^{6+} . Innerhalb des CMEs (Abb. 4.5f) werden dagegen deutliche Anteile der Ionen O^{7+} und O^{8+} beobachtet. Im Sonnenwind nach dem CME (Abb. 4.5j) dominieren wieder O^{6+} -Ionen die Verteilung. Im Gegensatz dazu ist in Abb. 4.6 zwischen den Ladungszustandsverteilungen aller vier Elemente vor (Abb. 4.6a-d), innerhalb

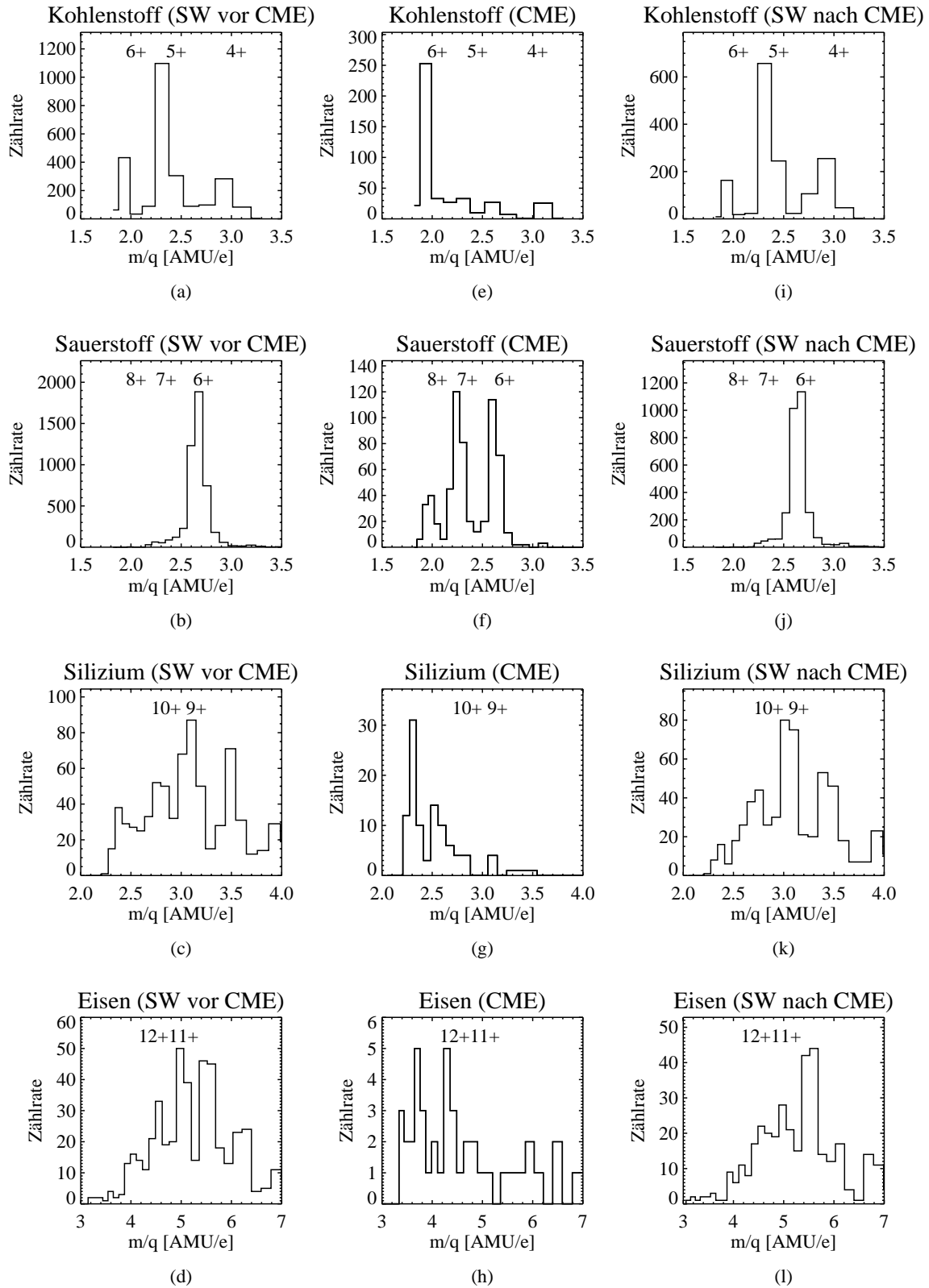


Abb. 4.5: Ladungszustandsverteilungen von CME 50 und dem umgebenden Sonnenwind.

a-d: Sonnenwind vor dem CME.

e-h: Im CME.

i-l: Sonnenwind nach dem CME.

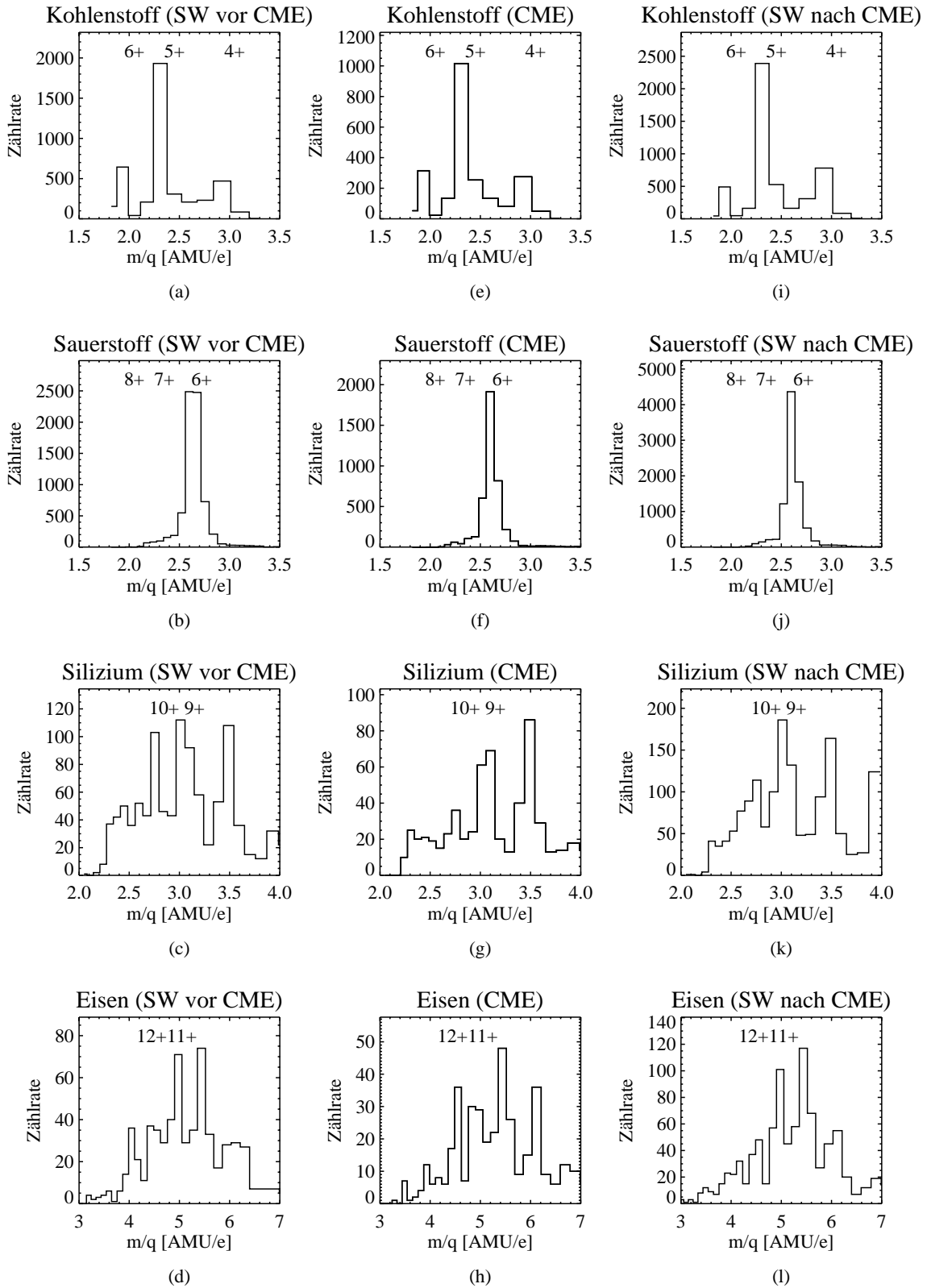


Abb. 4.6: Ladungszustandsverteilungen von CME 52 und dem umgebenden Sonnenwind.

a-d: Sonnenwind vor dem CME.

e-h: Im CME.

i-l: Sonnenwind nach dem CME.

(Abb. 4.6e-h) und nach (Abb. 4.6i-l) dem CME fast kein Unterschied zu erkennen. Eine Zunahme der relativen Häufigkeiten der hohen Ionisationszustände während der CME-Passage wird in diesem Beispiel also nicht beobachtet. Für alle 56 koronalen Massenauswürfe wurden in der in den beiden Beispielen beschriebenen Weise die Ladungszustandsverteilungen für Analyseintervalle vor, im und nach dem CME bestimmt. Aus den Ladungszustandsverteilungen wurden mit der in Kap. 3.1.3 dargestellten Methode die Ladungszustandsverhältnisse C^{6+}/C^{5+} , O^{7+}/O^{6+} , Si^{10+}/Si^{9+} und Fe^{12+}/Fe^{11+} ermittelt.

4.4 Der Zusammenhang zwischen Ionisationsverhältnis und magnetischer Topologie

In den vorangegangenen drei Kapiteln wurde anhand von zwei Beispielen erläutert, wie die magnetische Topologie und der Ionisationszustand von 57 koronalen Massenauswürfen analysiert wurden. Die Vorgehensweise kann in drei Schritten zusammengefaßt werden:

- Überprüfung der Identifikation der CMEs (Kap. 4.1).
- Bestimmung der magnetischen Struktur, d.h. magnetische Wolke oder keine magnetische Wolke (Kap. 4.2).
- Bestimmung der Ladungszustandsverhältnisse C^{6+}/C^{5+} , O^{7+}/O^{6+} , Si^{10+}/Si^{9+} und Fe^{12+}/Fe^{11+} im CME sowie im Sonnenwind vor und nach jedem Ereignis (Kap. 4.3).

Um die Veränderung der Ladungszustandsverhältnisse in den koronalen Massenauswürfen im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind darstellen zu können, wurde der Quotient Q aus dem Ladungszustandsverhältnis im CME zum Ladungszustandsverhältnis im Sonnenwind um den CME für jedes Ladungszustandsverhältnis $X^{(i+1)+}/X^{i+}$ definiert:

$$Q_{X[i+1]i} = \frac{\left(X^{(i+1)+}/X^{i+}\right)_{\text{CME}}}{\left(X^{(i+1)+}/X^{i+}\right)_{\text{SW}}}.$$

$Q_{X[i+1]i}$ wird im folgenden als *Ionisationsfaktor* eines CMEs für das Ladungszustandsverhältnis $X^{(i+1)+}/X^{i+}$ bezeichnet. $Q_{X[i+1]i} = 2$ bedeutet z.B., daß das betrachtete Ladungszustandsverhältnis im CME doppelt so hoch ist wie im umgebenden Sonnenwind. Die Ionisationsfaktoren zu den vier Ladungszustandsverhältnissen C^{6+}/C^{5+} , O^{7+}/O^{6+} , Si^{10+}/Si^{9+} und Fe^{12+}/Fe^{11+} wurden, sofern es die Zählraten im SWICS-Instrument zuließen, für alle 57 CMEs bestimmt. Nachfolgend werden die Ergebnisse für jedes Element einzeln beschrieben.

4.4.1 Das Ladungszustandsverhältnis O^{7+}/O^{6+}

In Abb. 4.7 ist der Ionisationsfaktor Q_{O76} für jeden der 57 CMEs in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des umgebenden Sonnenwinds dargestellt. Die Sonnenwindgeschwindigkeit wurde als Mittelwert aus den Protonengeschwindigkeiten in den Analyseintervallen vor und nach dem CME bestimmt. Eine Darstellung von Q_{O76} über der Geschwindigkeit der CMEs selbst zeigt nur geringe Unterschiede, weil die Geschwindigkeit der CMEs zumindest bei den hier untersuchten Ereignissen nie sehr stark von der Geschwindigkeit des umgebenden Sonnenwinds abweicht. Vor allem die CMEs, die bei mittleren heliographischen Breiten beobachtet wurden, scheinen sich einfach mit dem kontinuierlichen Sonnenwind mitzubewegen [Gosling et al., 1994]. CMEs, die als magnetische Wolken klassifiziert wurden, sind mit Vierecken dargestellt, die anderen mit Kreuzen. Die Fehlerbalken über den Symbolen geben den bei der Ermittlung von Q_{O76} gemachten statistischen Fehler an (Kap. 3.1.3). Die gestrichelte Linie bei $Q_{O76} = 1,8$ markiert die Summe aus Mittelwert und Standardabweichung der Ionisationsfaktoren der CMEs ohne magnetische Wolkenstruktur. Diese Grenze wird benutzt, um zwischen CMEs mit deutlich erhöhtem O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis und CMEs mit unverändertem O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis zu unterscheiden. Mit anderen Worten: Das O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis im CME wird als signifikant erhöht betrachtet, wenn es 1,8 mal höher ist als im umgebenden Sonnenwind.

Es ist in Abb. 4.7 eindeutig zu erkennen, daß sich die Mehrzahl der CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke über dieser Grenze befindet, während fast alle CMEs, die keine Wolkenstruktur besitzen darunter liegen (letzteres ist natürlich durch

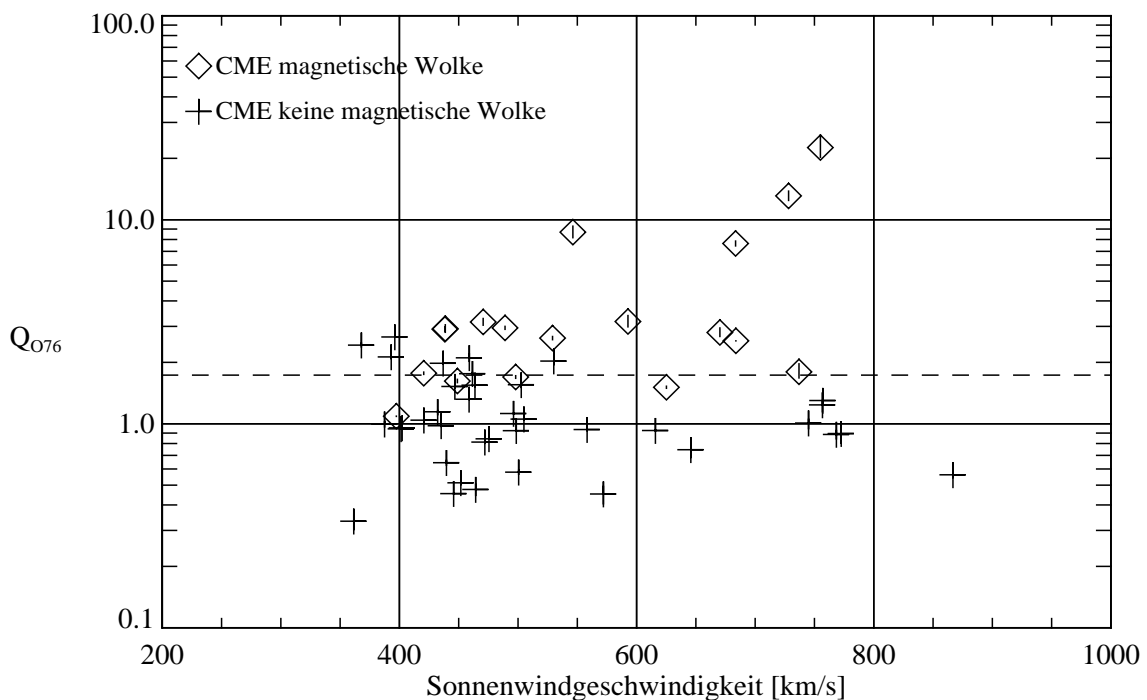


Abb. 4.7: Ionisationsfaktor Q_{O76} der 57 untersuchten CMEs.

die Definition der Grenze bedingt). Eine Zusammenfassung des Ergebnisses befindet sich in Tab. 4.1.

Von entscheidender Bedeutung ist der offensichtliche Zusammenhang zwischen dem O^{7+}/O^{6+} -Ionisationsfaktor und der magnetischen Struktur der CMEs:

- **Die CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke besitzen gegenüber dem umgebenden Sonnenwind in der Regel ein erhöhtes O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis.**
- **Die CMEs, die nicht die Topologie einer magnetischen Wolke besitzen, zeigen im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle kein erhöhtes O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis.**

Bei der Betrachtung von Abb. 4.7 und Tab. 4.1 entsteht der Eindruck, daß der Unterschied zwischen den CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke und denen ohne im schnellen Sonnenwind etwas stärker ausgeprägt ist. Diese Beobachtung kann, zumindest zum Teil, mit den unterschiedlichen durchschnittlichen O^{7+}/O^{6+} -Verhältnissen in langsamen und schnellen Sonnenwindströmen erklärt werden. Ein gleichmäßig niedriges O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis wird nur in schnellen Sonnenwindströmen aus den Koronalöchern mit Geschwindigkeiten zwischen 700 und 800 km/s beobachtet. Aus diesem Grund erfolgt die Unterteilung der CMEs für die folgende Betrachtung nicht wie in Tab. 3.1 in einen Geschwindigkeitsbereich unter 500 km/s und einen Bereich über 500 km/s, sondern in je einen Geschwindigkeitsbereich über und unter 650 km/s. Zwölf der untersuchten CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke wurden bei Sonnenwindgeschwindigkeiten unter 650 km/s beobachtet. Für die O^{7+}/O^{6+} -Verhältnisse dieser Ereignisse ergibt sich ein Mittelwert $(O^{7+}/O^{6+})_{CME}=1,45\pm0,33$ innerhalb der CMEs und ein Mittelwert $(O^{7+}/O^{6+})_{SW}=0,61\pm0,05$ im umgebenden Sonnenwind. Bei den sechs CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur, die bei Sonnenwindgeschwindigkeiten über 650 km/s beobachtet wurden, betragen die Mittelwerte $(O^{7+}/O^{6+})_{CME}=0,79\pm0,22$ und $(O^{7+}/O^{6+})_{SW}=0,17\pm0,02$. Ein Vergleich der Zahlen macht klar, daß die Werte von Q_{O76} in schnellen Sonnenwindströmen etwas höher sind, weil das durchschnittliche O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis dort im Vergleich zum langsamen Sonnenwind um den Faktor 3,6 niedriger

	CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke			CMEs ohne die Struktur einer magnetischen Wolke		
	$v_{SW}<500$ km/s	$v_{SW}>500$ km/s	gesamt	$v_{SW}<500$ km/s	$v_{SW}>500$ km/s	gesamt
Anzahl	8	10	18	24	14	38
Q_{O76} erhöht	63%	90%	78%	25%	7%	18%
Q_{O76} nicht erhöht	37%	10%	22%	75%	93%	82%
\overline{Q}_{O76}	$2,3\pm0,8$	$6,6\pm6,8$	$4,7\pm5,4$	$1,2\pm0,6$	$1,0\pm0,4$	$1,2\pm0,6$

Tab. 4.1: Ergebnisse der Untersuchung des Ionisationsfaktor Q_{O76} und der magnetischen Struktur von 56 CMEs.

ist, das O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis in den CMEs aber nur etwa um den Faktor 1,8. Die relativ großen Standardabweichungen der O^{7+}/O^{6+} -Mittelwerte für die CMEs lassen eine Überprüfung der Ergebnisse anhand einer größeren Anzahl von Ereignissen angebracht erscheinen. Trotzdem soll darauf hingewiesen werden, daß das niedrigere durchschnittliche O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis in den im schnellen Sonnenwind beobachteten CMEs, prinzipiell im Einklang mit den Ergebnissen von Galvin [1997] steht, die bei einer Untersuchung von sieben koronalen Massenauswürfen feststellte, daß mit zunehmender heliographischer Breite (also etwas vereinfachend auch mit zunehmender Sonnenwindgeschwindigkeit) die Häufigkeit hoher Ladungszustände abnimmt. Die magnetische Struktur der CMEs wurde in der Arbeit von Galvin allerdings nicht berücksichtigt.

Zum Abschluß der Erläuterung von Abb. 4.7 soll noch darauf hingewiesen werden, daß der Anteil von CMEs mit der Topologie einer magnetischen Wolke bei hohen Sonnenwindgeschwindigkeiten deutlich höher ist als bei niedrigen. Der insgesamt gefundene Anteil von 32% CMEs mit Wolkenstruktur stimmt gut mit den Literaturangaben überein [Gosling, 1990, Bothmer und Schwenn, 1996]. Unter den CMEs, die bei Sonnenwindgeschwindigkeiten von über 650km/s beobachtet wurden, liegt der Anteil der Ereignisse mit Wolkenstruktur jedoch bei 50%. Dieses Ergebnis muß unter zwei Gesichtspunkten betrachtet werden. Zum einen ist die Statistik nicht sehr gut, da im Geschwindigkeitsbereich über 650km/s insgesamt nur 12 Ereignisse registriert wurden. Zum anderen muß der Einfluß der Flugbahn der Raumsonde beachtet werden. Die *Ulysses*-Sonde bewegte sich zu Beginn ihrer Mission unter aktiven solaren Bedingungen in niedrigen heliographischen Breiten und später in der ruhigen Phase des Sonnenzyklus 22 in mittleren und hohen heliographischen Breiten (abgesehen von der schnellen Nordpol-Südpol-Passage). Deswegen wurden, von wenigen Ausnahmen abgesehen, die im schnellen Sonnenwind beobachteten CMEs bei mittleren und hohen heliographischen Breiten zu Zeiten ruhiger Sonne beobachtet und die CMEs im langsamen Sonnenwind bei niedrigen Breiten unter aktiven solaren Bedingungen. Folglich ist es bis jetzt nicht möglich zu entscheiden, ob es sich um einen Effekt des Sonnenzyklus oder der heliographischen Breite bzw. des Sonnenwindtyps handelt. Die verlängerte *Ulysses*-Mission wird in dieser Hinsicht wertvolle Daten liefern, weil die Polpassagen der zweiten Sonnenumrundung während des aktiven Phase von Sonnenzyklus 23 stattfinden werden.

4.4.2 Das Ladungszustandsverhältnis C^{6+}/C^{5+}

Abb. 4.8 stellt den Ionisationsfaktor Q_{C65} von jedem der 57 untersuchten koronalen Massenauswürfe in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des umgebenden Sonnenwinds dar. Die Art der Darstellung ist dieselbe wie bei Q_{O76} . Wiederum sind CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur als Vierecke und die anderen CMEs als Kreuze eingezeichnet. Die gestrichelte Linie bei $Q_{C65} = 1,5$ markiert die Grenze zur Unterscheidung

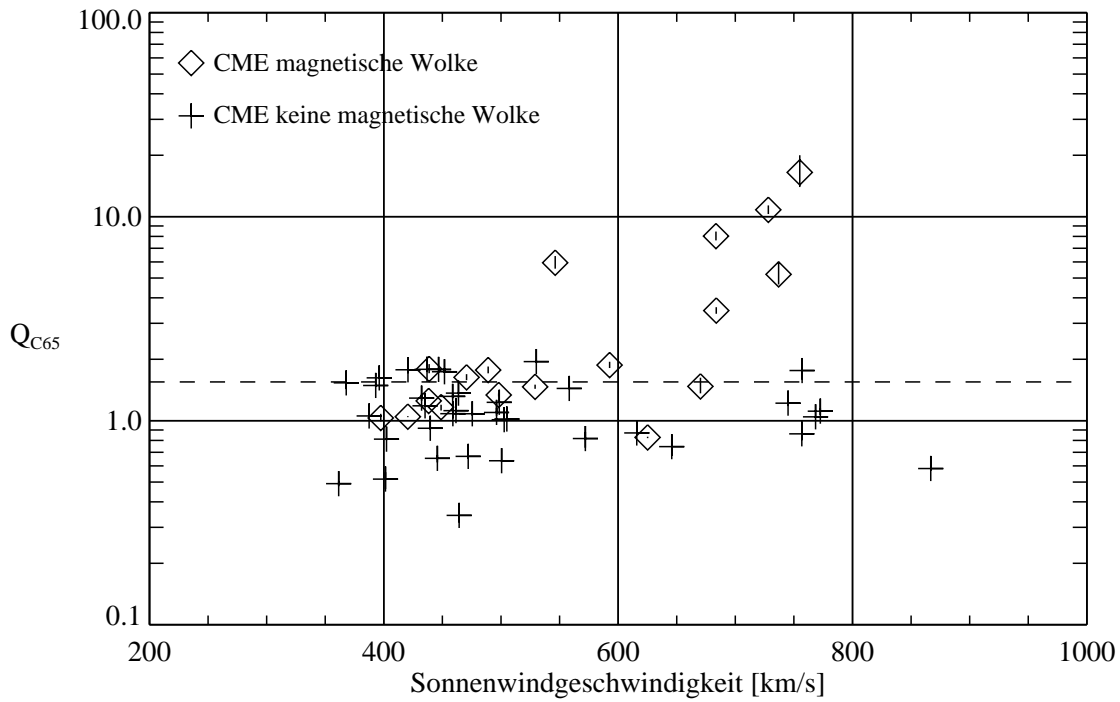


Abb. 4.8: Ionisationsparameter Q_{C65} der 57 untersuchten CMEs.

zwischen CMEs mit deutlich erhöhtem C^{6+}/C^{5+} -Verhältnis und CMEs mit unverändertem C^{6+}/C^{5+} -Verhältnis. In Abb. 4.8 ist erkennbar, daß sich im Sonnenwindgeschwindigkeitsbereich über 500 km/s sieben der zehn CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke über der Klassifikationsgrenze befinden, während im Geschwindigkeitsbereich unter 500 km/s nur drei von acht CMEs mit Wolkenstruktur darüber liegen. Die koronalen Massenauswürfe, die keine Wolkenstruktur besitzen, liegen, der Definition der Grenze gemäß, fast alle unterhalb der gestrichelten Linie. Eine Zusammenfassung des Ergebnisses befindet sich in Tab. 4.2.

	CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke			CMEs ohne die Struktur einer magnetischen Wolke		
	$v_{SW} < 500$ km/s	$v_{SW} > 500$ km/s	gesamt	$v_{SW} < 500$ km/s	$v_{SW} > 500$ km/s	gesamt
Anzahl	8	10	18	24	14	38
Q_{C65} erhöht	38%	70%	56%	21%	14%	18%
Q_{C65} nicht erhöht	62%	30%	44%	79%	86%	82%
\overline{Q}_{C65}	$1,4 \pm 0,3$	$5,6 \pm 5,0$	$3,7 \pm 4,2$	$1,2 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,4$

Tab. 4.2: Ergebnisse der Untersuchung des Ionisationsfaktors Q_{C65} und der magnetischen Struktur von 57 CMEs.

Der Zusammenhang zwischen C^{6+}/C^{5+} -Ionisationsfaktor und magnetischer Struktur der CMEs ist nur bei Sonnenwindgeschwindigkeiten oberhalb 500 km/s sehr deutlich. In diesem Bereich wird das beim Ladungszustandsverhältnisses O^{7+}/O^{6+} beobachtete Verhalten bestätigt:

- Die bei Sonnenwindgeschwindigkeiten oberhalb 500 km/s beobachteten CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke besitzen gegenüber dem umgebenden Sonnenwind in der Regel ein erhöhtes C^{6+}/C^{5+} -Verhältnis.
- Die CMEs, die nicht die Topologie einer magnetischen Wolke besitzen, zeigen bei allen Sonnenwindgeschwindigkeiten im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle kein erhöhtes C^{6+}/C^{5+} -Verhältnis.

Bei Sonnenwindgeschwindigkeiten unter 500 km/s liegt der Mittelwert \overline{Q}_{C65} für die CMEs mit Wolkenstruktur zwar immer noch leicht über dem Mittelwert der übrigen CMEs, aber eine signifikante Erhöhung kann nicht festgestellt werden. Die für den Ladungszustand O^{7+}/O^{6+} geführte Diskussion über den Einfluß des höheren „Hintergrund“-Ladungszustandsverhältnisses im langsamen Sonnenwind gilt auch für das Verhältnis C^{6+}/C^{5+} .

4.4.3 Das Ladungszustandsverhältnis Si^{10+}/Si^{9+}

In Abb. 4.9 ist der Ionisationsfaktor Q_{Si109} der untersuchten koronalen Massenauswürfe in der gleichen Art wie zuvor die Ionisationsfaktoren Q_{O76} und Q_{C65} dargestellt.

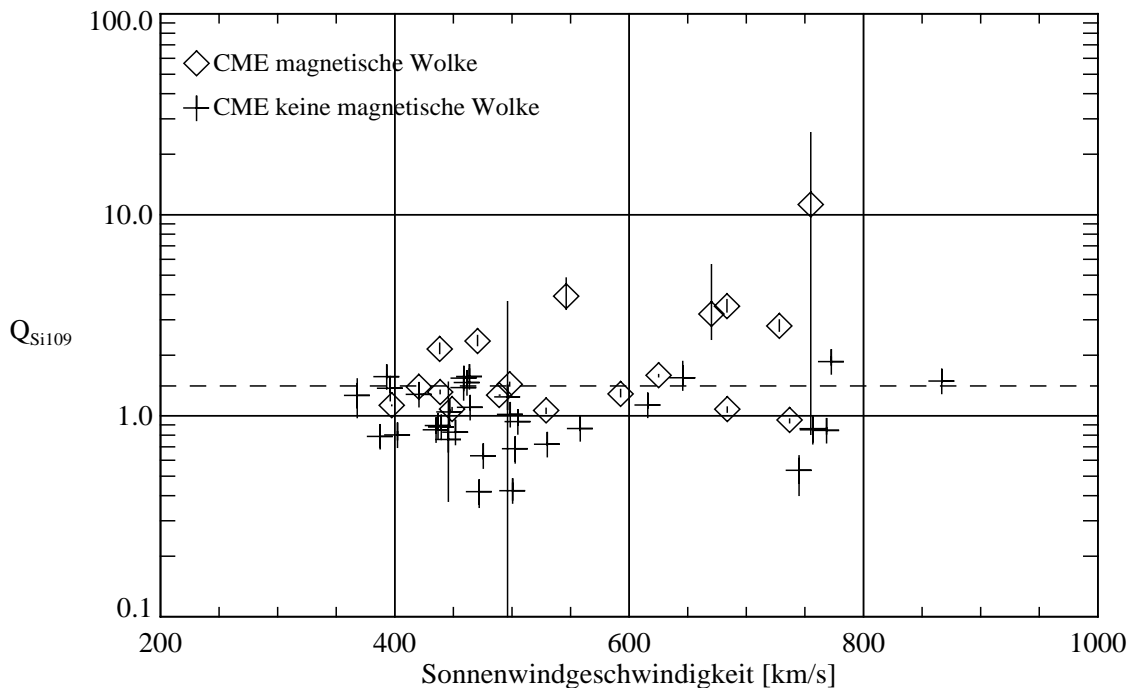


Abb. 4.9: Ionisationsparameter Q_{Si109} von 53 der 57 untersuchten CMEs.

Die als gestrichelte Linie eingezeichnete Klassifikationsgrenze zur Unterscheidung von CMEs mit erhöhtem und nicht erhöhtem $\text{Si}^{10+}/\text{Si}^{9+}$ -Verhältnis liegt bei $Q_{\text{Si109}} = 1,4$. Drei der 57 untersuchten CMEs sind in Abb. 4.9 nicht dargestellt, weil die Zählraten des SWICS-Instruments zu niedrig waren, um einen $\text{Si}^{10+}/\text{Si}^{9+}$ -Wert im CME zu bestimmen. Die generell niedrigeren Zählraten aufgrund der geringeren Häufigkeit von Silizium haben zur Folge, daß der Fehler bei der Bestimmung der Ionisationsfaktoren etwas größer ist als bei Sauerstoff und Kohlenstoff. Die schlechte Trennbarkeit von Silizium und Magnesium in den SWICS-Daten wurde bei der Bestimmung der Fehlerbalken nicht berücksichtigt. Auch die Untersuchung des Ladungszustandsverhältnisses $\text{Si}^{10+}/\text{Si}^{9+}$ zeigt, daß die koronalen Massenauswürfe mit der Topologie einer magnetischen Wolke in vielen Fällen höhere Ionisationsfaktoren besitzen als die Ereignisse, die keine magnetische Wolkenstruktur zeigen. Wie schon bei Kohlenstoff beobachtet, liegt nur bei Sonnenwindgeschwindigkeiten über 500 km/s die Mehrzahl der CMEs mit Wolkenstruktur über der Grenze $Q_{\text{Si109}} = 1,4$. In Tab. 4.3 sind die Ergebnisse für das Ladungszustandsverhältnis $\text{Si}^{10+}/\text{Si}^{9+}$ zusammengefaßt. Sie ähneln den Resultaten für Q_{C65} :

- **Die bei Sonnenwindgeschwindigkeiten oberhalb 500 km/s beobachteten CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke besitzen gegenüber dem umgebenden Sonnenwind in der Regel ein erhöhtes $\text{Si}^{10+}/\text{Si}^{9+}$ -Verhältnis.**
- **Die CMEs, die nicht die Topologie einer magnetischen Wolke besitzen, zeigen bei allen Sonnenwindgeschwindigkeiten im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle kein erhöhtes $\text{Si}^{10+}/\text{Si}^{9+}$ -Verhältnis.**

Auch bei Sonnenwindgeschwindigkeiten unter 500 km/s liegt der Mittelwert $\overline{Q}_{\text{Si109}}$ für die CMEs mit Wolkenstruktur noch leicht über dem Mittelwert der übrigen CMEs. Die Erhöhung ist aber nur bei 38% der Ereignisse stark genug, um entsprechend dem Klassifikationskriterium als signifikant bezeichnet zu werden.

	CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke			CMEs ohne die Struktur einer magnetischen Wolke		
	$v_{\text{SW}} < 500$ km/s	$v_{\text{SW}} > 500$ km/s	gesamt	$v_{\text{SW}} < 500$ km/s	$v_{\text{SW}} > 500$ km/s	gesamt
Anzahl	8	10	18	21	13	34
Q_{Si109} erhöht	38%	60%	50%	19%	23%	21%
Q_{Si109} nicht erhöht	62%	40%	50%	81%	77%	79%
$\overline{Q}_{\text{Si109}}$	$1,5 \pm 0,5$	$3,0 \pm 3,0$	$2,4 \pm 2,4$	$1,1 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,4$

Tab. 4.3: Ergebnisse der Untersuchung des Ionisationsfaktors Q_{Si109} und der magnetischen Struktur von 54 CMEs.

4.4.4 Das Ladungszustandsverhältnis $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$

Abb. 4.10 zeigt in der von den anderen Ladungszustandsverhältnissen bekannten Weise den Ionisationsfaktor $Q_{\text{Fe}1211}$. Einige Ereignisse konnten wegen zu niedriger Zählraten im SWICS-Instrument nicht analysiert werden. Für zwei CMEs, bei denen das Analyseverfahren versagte, konnte noch eine untere Grenze für $Q_{\text{Fe}1211}$ abgeschätzt werden. Die Fehlerbalken dieser Ereignisse wurden bis zum oberen Rand von Abb. 4.10

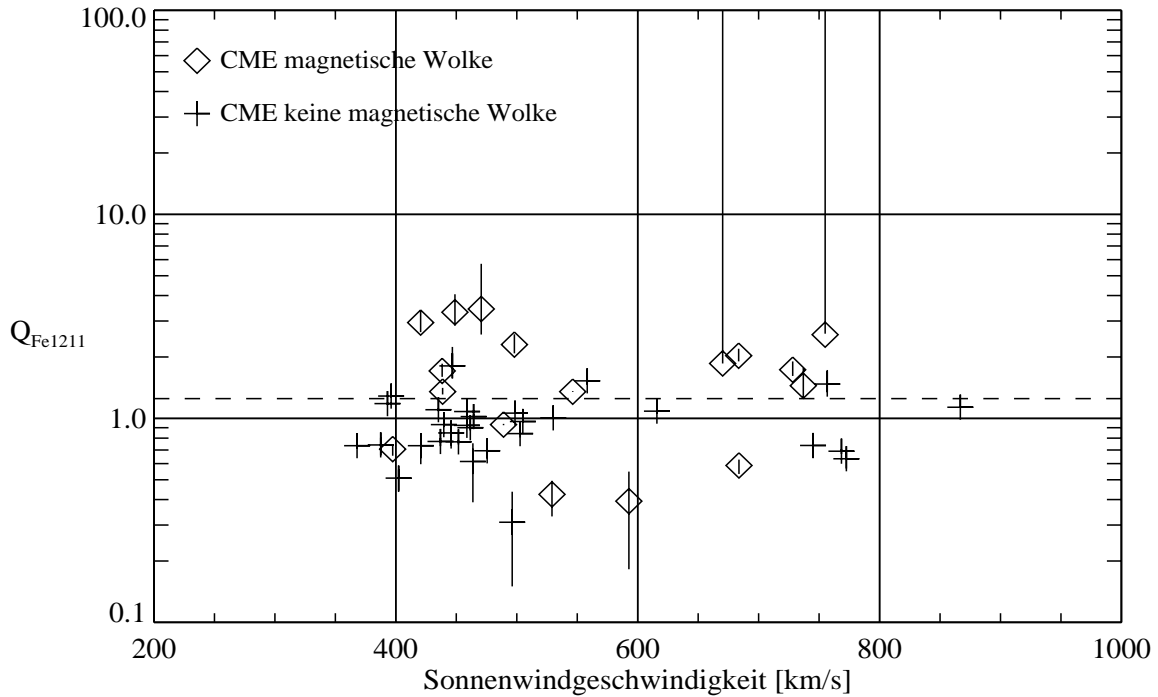


Abb. 4.10: Ionisationsfaktor $Q_{\text{Fe}1211}$ von 48 der 57 untersuchten CMEs.

gezeichnet. Wie gehabt markiert die gestrichelte Linie, die für das Ladungszustandsverhältnis $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ bei $Q_{\text{Fe}1211} = 1,3$ liegt, die Grenze zur Unterscheidung zwischen CMEs mit deutlich erhöhtem und CMEs mit unverändertem Ladungszustandsverhältnis. Das $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ -Verhältnis zeigt neben $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ den klarsten Zusammenhang zwischen Ionisationsfaktor und magnetischer Topologie. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.4 zusammengefaßt. Es fällt auf, daß $Q_{\text{Fe}1211}$ der einzige Ionisationsfaktor ist, der in beiden Sonnenwindgeschwindigkeitsbereichen für CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur eine gleich deutliche Erhöhung zeigt:

- Die CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke besitzen gegenüber dem umgebenden Sonnenwind in der Regel ein erhöhtes $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ -Verhältnis. Eine Abhängigkeit von der Sonnenwindgeschwindigkeit fällt nicht auf.
- Die CMEs, die nicht die Topologie einer magnetischen Wolke besitzen, zeigen bei allen Sonnenwindgeschwindigkeiten im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle kein erhöhtes $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ -Verhältnis.

	CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke			CMEs ohne die Struktur einer magnetischen Wolke		
	$v_{sw} < 500$ km/s	$v_{sw} > 500$ km/s	gesamt	$v_{sw} < 500$ km/s	$v_{sw} > 500$ km/s	gesamt
Anzahl	8	9	17	20	10	30
Q_{Fe1211} erhöht	75%	67%	71%	10%	20%	13%
Q_{Fe1211} nicht erhöht	25%	33%	29%	90%	80%	87%
\bar{Q}_{Fe1211}	$2,1 \pm 1,1$	$1,4 \pm 0,8$	$1,7 \pm 1,0$	$0,9 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,4$

Tab. 4.4: Ergebnisse der Untersuchung des Ionisationsfaktors Q_{Fe1211} und der magnetischen Struktur von 48 CMEs.

5 Diskussion

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, daß sich die im interplanetaren Raum beobachteten koronalen Massenauswürfe hinsichtlich ihres Ionisationszustands und ihrer magnetischen Struktur in zwei Gruppen einteilen lassen: Zur ersten Gruppe gehören CMEs, die die Struktur einer magnetischen Wolke besitzen und bei denen die Ladungszustandsverteilungen der schweren Ionen, im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind zu höheren Ladungszuständen hin verschoben sind. Die zweite Gruppe bilden CMEs, die keine magnetische Wolkenstruktur aufweisen und deren Ionisationszustand im wesentlichen mit dem des umgebenden Sonnenwinds übereinstimmt.

Aus den genannten Beobachtungen können Rückschlüsse auf die physikalischen Bedingungen im Entstehungsgebiet der koronalen Massenauswürfe gezogen werden. Voraussetzung dafür sind das *freezing in*-Prinzip, demzufolge sich die Ladungszustandsverhältnisse ab einer Entfernung von einigen Sonnenradien von der Sonne nicht mehr verändern, und die Abgeschlossenheit der CME-Strukturen gegenüber dem umgebenden Sonnenwind. Diese beiden Punkte werden in den Kap. 5.1 und 5.2 behandelt. In Kap. 5.3 werden mit Hilfe der numerische Lösung der Ionisations-Gleichungssysteme von Sauerstoff und Silizium Temperatur-, Dichte- und Geschwindigkeitsprofile abgeleitet, die die beobachteten Ladungszustandsverhältnisse reproduzieren.

5.1 Die Wechselwirkung von CMEs und Sonnenwind im interplanetaren Raum

Die in dieser Arbeit untersuchten koronalen Massenauswürfe haben von der Sonne bis zu ihrer Beobachtung mit der Raumsonde Ulysses Entfernungen zwischen 1,4 und 4,8 AE durch den interplanetaren Raum zurückgelegt. Das entspricht in etwa Laufzeiten zwischen 5 und 15 Tagen. Zur Erklärung der Unterschiede zwischen den beiden in Kap. 4 gefundenen CME-Gruppen, soll deshalb als erstes die Frage erörtert werden, ob sich die magnetische Struktur und vor allem der Ionisationszustand des CME-Plasmas durch die Wechselwirkung der CMEs mit dem interplanetaren Magnetfeld und dem Sonnenwind auf diesen räumlichen und zeitlichen Skalen wesentlich verändern kann.

Für alle in dieser Arbeit untersuchten koronalen Massenauswürfe wurde als Hauptidentifikationsmerkmal das Vorhandensein bidirektionaler Ströme energiereicher Elek-

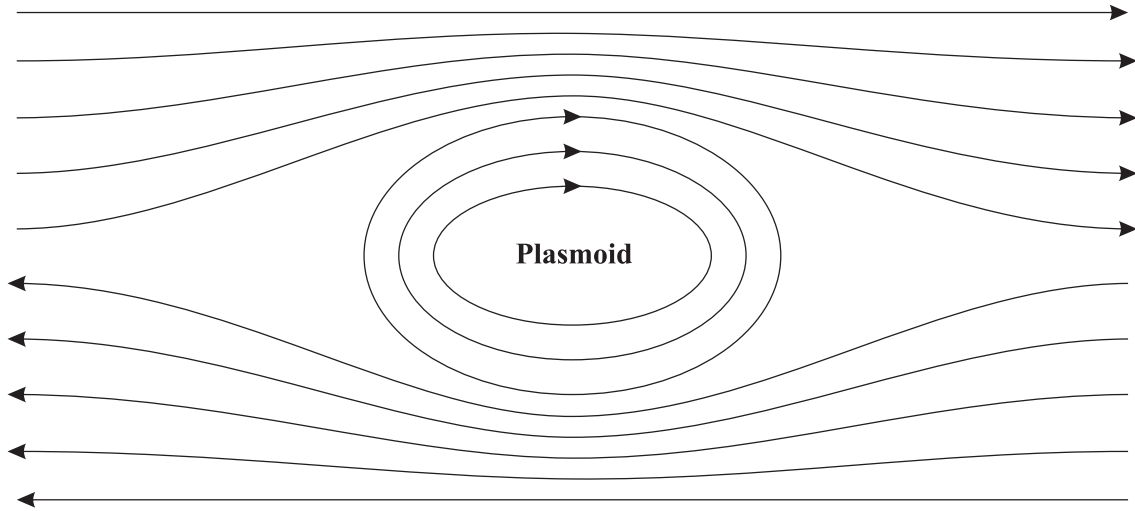


Abb. 5.1: Plasmoidstruktur.

tronen genutzt (Kap. 4.1). Diese Ströme fließen entlang von Feldlinien, die an beiden Enden mit der Korona verbunden sind, oder entlang in sich geschlossener Feldlinien, die sich von der Sonne abgelöst haben. Folglich muß jeder anhand bidirektionaler Elektronenströme identifizierte CME trotz aller topologischen Unterschiede eine geschlossene Magnetfeldstruktur besitzen. Die CMEs sind also magnetisch gegen den auf offenen Feldlinien abströmenden Sonnenwind abgeschlossen. Wegen der hohen Leitfähigkeit des interplanetaren Plasmas können sich das interplanetare Magnetfeld (IMF) und das Feld der CMEs auch nicht durchdringen. Die Feldlinien des IMF verlaufen um die CMEs herum (*draping*), und es bildet sich eine Grenzschicht aus. Im folgenden soll an der in Abb. 5.1 dargestellten zweidimensionalen Plasmoid-Sonnenwind-Konfiguration gezeigt werden, daß ein Austausch von CME und Sonnenwindplasma durch diese Grenzschicht auf den vorliegenden räumlichen und zeitlichen Skalen praktisch nicht stattfindet.

Die zeitliche Veränderung der in Abb. 5.1 gezeigten Magnetfeldkonfiguration wird durch die Gleichung

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (5.1)$$

beschrieben. μ_0 ist die Induktionskonstante und σ_0 die Leitfähigkeit des Plasmas. Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (5.1) beschreibt die Veränderung des Magnetfelds durch Bewegung des Plasmas, also durch Konvektion, der zweite Term steht für die Diffusion des Magnetfelds. Durch die Einführung einer charakteristischen Länge L_B und einer charakteristischen Zeit τ für die Änderung des Magnetfelds kann die Größenordnung der Terme von Gleichung (5.1) abgeschätzt werden:

$$\frac{B}{\tau} = \frac{vB}{L_B} + \frac{B}{\mu_0 \sigma_0 L_B^2}.$$

Das Verhältnis von konvektivem zu diffusivem Term wird durch die magnetische Reynoldszahl

$$R_m = \mu_0 \sigma_0 L_B v$$

beschrieben. Die Leitfähigkeit σ_0 des Sonnenwinds kann näherungsweise aus Spitzers Formel für den spezifischen Widerstand η_s für ein vollständig ionisiertes Protonen-Elektronen-Plasma bestimmt werden:

$$\sigma_0 = \frac{1}{\eta_s} = 64\pi\epsilon_0\omega_{pe} \frac{\Lambda}{\ln \Lambda}.$$

Wobei $\Lambda = n_e \lambda_D^3$ und $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / m_e \epsilon_0}$ der Plasmaparameter bzw. die Plasmafrequenz sind.

Für einen CME mit einem Durchmesser von 0,1 AU ergibt sich damit bei typischen, während der Ulysses-Mission gemessenen, Werten für die Elektronenenergie (Kernverteilung) und Elektronendichte von 5 eV bzw. 1 cm^{-3} eine magnetische Reynoldszahl von

$$R_m \approx 10^{23} \gg 1.$$

Der diffusive Term in Gleichung (5.1) ist also vollkommen vernachlässigbar. Jede zeitliche Veränderung des Magnetfeldes ist nur durch die gemeinsame Bewegung von Plasma und Magnetfeld möglich (eingefrorener Fluß). Unabhängig von einer Bewegung oder Deformation des CMEs sind die im CME-Volumen enthaltenen Teilchen untrennbar mit dem Magnetfeld des CMEs verbunden, und die eingeschlossene magnetische Flußdichte ist konstant. Im Rahmen der magnetohydrodynamischen Näherung kann daher ein signifikanter Austausch von CME- und Sonnenwindplasma ausgeschlossen werden.

Die schweren Ionen im Sonnenwind können wegen ihrer geringen Häufigkeit als Testteilchen betrachtet werden. Da die bisherigen Überlegungen nur allgemein für ein stoßfreies vollständig ionisiertes Plasma gelten, soll im folgenden noch untersucht werden, ob es in der Grenzschicht zwischen CME und Sonnenwind infolge der vorhandenen Druck-, Dichte- und Feldgradienten zu Driftprozessen kommen kann, die es schweren Ionen ermöglichen in den CME einzudringen oder ihn zu verlassen.

Die Druck- und Dichtegradienten betreffen das Hauptgas, also Protonen- und Elektronen, und führen zu einer Veränderung des Volumens oder der Form des gesamten CMEs. Wie bereits erläutert, ist das CME-Plasma dabei an das Magnetfeld des CMEs gebunden. Eine vom Hauptgas unabhängige Bewegung der schweren Ionen kann durch Druck- und Dichtegradienten nicht entstehen. An der Grenzschicht zwischen CME und Sonnenwind kommt es zu ∇B -Driften von Ionen mit einer Geschwindigkeitskomponente v_\perp senkrecht zum Magnetfeld. Wie in Abb. 5.1 zu erkennen ist, sind die Magnetfeldgradienten in der Regel senkrecht zur Grenzschicht gerichtet. Die Driftgeschwindigkeit

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{qB} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2}$$

ist sowohl zu \mathbf{B} als auch zu ∇B senkrecht gerichtet. D. h. die Ionen driften parallel zur Oberfläche des CMEs. Die ∇B -Drift ist daher kein effektiver Verlustprozeß. Eine weitere Driftbewegung resultiert daraus, daß Teilchen, die sich parallel zu den gekrümmten Feldlinien des CMEs bewegen, eine Zentrifugalkraft erfahren. Die Driftgeschwindigkeit ist

$$\mathbf{v}_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^2} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2}.$$

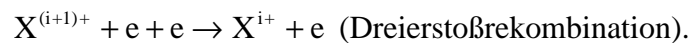
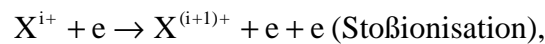
Wegen des Terms $\mathbf{R} \times \mathbf{B}$ erfolgt auch diese Drift in der in Abb. 5.1 gezeigten Geometrie parallel zur Grenzschicht. Außerdem ist v_R sehr klein, da der Krümmungsradius R sehr groß ist ($R \approx 0,1 \dots 1 \text{AE}$).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß sowohl in der magnetohydrodynamischen Näherung als auch bei der Betrachtung individueller Teilchendriften kein Prozeß gefunden werden konnte, der zu einem effektiven Austausch von CME- und Sonnenwindplasma führt.

5.2 Das *freezing in*-Prinzip

Das von Hundhausen et al. [1968] abgeleitete *freezing in*-Prinzip beschreibt die Entwicklung der Ladungszustände schwerer Ionen in der expandierenden Korona. Es ist für die Interpretation im interplanetaren Raum beobachteter Ladungszustandsverhältnisse von zentraler Bedeutung. Im folgenden werden die theoretischen Grundlagen des *freezing in*-Prinzips erläutert. Die Darstellung zeigt, über die allgemein übliche Anwendung dieses Prinzips zur Abschätzung koronaler *freezing in*-Temperaturen hinaus, wie die Einstellung der Ladungszustände vom Verlauf der Elektronentemperatur, der Elektronendichte und der Geschwindigkeit der schweren Ionen in der unteren Korona beeinflußt wird.

Die in der Korona dominierenden Ionisations- und Rekombinationsprozesse für die seltene Ionensorte X sind



Der inverse Prozeß zur Strahlungsrekombination, die Photoionisation, kann in der Korona vernachlässigt werden. Im stationären Zustand bewirkt die Produktion oder der Verlust des i -ten Ladungszustands eine entsprechende Flußänderung:

$$\nabla \cdot n_i \mathbf{u}_i = n_e [C_{i-1} n_{i-1} - (C_i + R_i) n_i + R_{i+1} n_{i+1}] \quad (5.2)$$

$i = 0, \dots, Z$

Z : Kernladungszahl der Ionensorte X

\mathbf{u}_i : Geschwindigkeit des Ladungszustands X^{i+}

n_i : Teilchenzahldichte des Ladungszustands X^{i+}

n_e : Elektronendichte

C_i : Ionisationsrate ($X^{i+} \rightarrow X^{(i+1)+}$)

R_i : Rekombinationsrate ($X^{i+} \rightarrow X^{(i-1)+}$)

Die Ionisations- und Rekombinationsraten ergeben sich aus den über die Elektronengeschwindigkeitsverteilung gemittelten Wirkungsquerschnitten der entsprechenden Ionisations- und Rekombinationsprozesse. Auf der Grundlage von Messungen und theoretischen Berechnungen geben Shull und Van Steenberg [1982] für die Ionisationsrate durch Stoßionisation die Formel

$$C_i = A_{i_{col}} \sqrt{T_e} \left(1 + 0,1 \frac{T_e}{T_{i_{col}}} \right)^{-1} \exp \left(-\frac{T_{i_{col}}}{T_e} \right) \quad (5.3)$$

an. Die Rekombinationsrate setzt sich aus den Anteilen von Strahlungsrekombination $R_{i_{rad}}$ und Dreierstoßrekombination R_{i_d} zusammen:

$$R_{i_{rad}} = A_{i_{rad}} \left(\frac{T_e}{10^4 K} \right)^{-x_{i_{rad}}} \quad (5.4a)$$

$$R_{i_d} = A_{i_d} T_e^{-\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{T_{i_0}}{T_e} \right) \left(1 + B_{i_d} \exp \left(-\frac{T_{i_1}}{T_e} \right) \right) \quad (5.4b)$$

$$R_i = R_{i_{rad}} + R_{i_d} \quad (5.4c)$$

Die Koeffizienten $A_{i_{col}}$, $T_{i_{col}}$, $A_{i_{rad}}$, $x_{i_{rad}}$, A_{i_d} , B_{i_d} , T_{i_0} und T_{i_1} sind tabelliert [Shull und Van Steenberg, 1982]. Die Ionisations- und Rekombinationsraten sind allein Funktionen der Elektronentemperatur T_e .

Zur Lösung des Differentialgleichungssystems (5.2) ist es zweckmäßig relative Häufigkeiten

$$y_i = \frac{n_i u_i}{\sum_i n_i u_i} \text{ mit } \sum_{i=0}^Z y_i = 1$$

einzuführen. Mit dieser Definition wird aus (5.2)

$$\nabla y_i = n_e \left[C_{i-1} \frac{y_{i-1}}{u_{i-1}} - (C_i + R_i) \frac{y_i}{u_i} + R_{i+1} \frac{y_{i+1}}{u_{i+1}} \right]$$

und unter Annahme von Radialsymmetrie und gleichen Geschwindigkeiten für alle Ionen eines Elements ($u_i = u$)

$$u \frac{d}{dr} y_i = n_e [C_{i-1} y_{i-1} - (C_i + R_i) y_i + R_{i+1} y_{i+1}]. \quad (5.5)$$

Von Gleichung (5.5) können zwei Spezialfälle unterschieden werden:

1. $u \rightarrow 0$:

Die relativen Häufigkeiten der Ionisationszustände befinden sich im Gleichgewicht und es gilt

$$\frac{y_{i+1}}{y_i} = \frac{C_i(T_e)}{R_{i+1}(T_e)}. \quad (5.6)$$

2. $n_e \rightarrow 0$:

Die relativen Häufigkeiten der Ionisationszustände sind konstant („eingefroren“). Es gilt

$$\frac{d}{dr} y_i \rightarrow 0 \Leftrightarrow y_i \rightarrow \text{konst.} \quad (5.7)$$

Ob sich die Ionisationszustände im Gleichgewicht mit der lokalen Elektronentemperatur befinden (Fall 1) oder ob sie eingefroren sind (Fall 2), hängt von der Expansionsgeschwindigkeit der Korona und der Häufigkeit der Ionisations- und Rekombinationsprozesse ab. Am besten wird das durch einen Vergleich der Expansionszeitskala der Korona mit der Ionisationszeitskala deutlich. Die Expansionszeitskala ist definiert als die Zeit, die ein Teilchen mit der Geschwindigkeit $u(r)$ benötigt, um eine Strecke von der Länge einer Dichteskalenhöhe H_d zu zurückzulegen. Im hydrodynamischen Gleichgewicht gilt

$$\frac{dp}{dr} = -nmg$$

und mit $p = n_e k(T_e + T_p) = 2n_e kT_e$, $m = m_p + m_e$ sowie $g = G M_s / r^2$

$$\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} = - \left(\frac{m G M_s}{2k T_e r^2} + \frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dr} \right) = - \frac{1}{H_d}.$$

Für die Definition der Expansionsskalenzeit der Korona ergibt sich daraus

$$\tau_{exp} \equiv \left| \frac{H_d}{u} \right| = \left| \frac{u}{n_e} \frac{dn_e}{dr} \right|^{-1}.$$

Die Ionisationsskalenzeit ist

$$\tau_{ion} = \frac{1}{n_e (C_i + R_i)}.$$

An der unteren Grenze der Korona ist u klein und n_e groß. Daher gilt $\tau_{exp} \ll \tau_{ion}$. Die relativen Häufigkeiten der Ionisationszustände der betrachteten Ionensorte können nach Gleichung (5.6) bestimmt werden. Mit größerer Entfernung von der Sonne nimmt die Abströmgeschwindigkeit u der Teilchen zu und die Elektronendichte n_e stark ab. Ab einem bestimmten Radius r_f gilt $\tau_{exp} \gg \tau_{ion}$, und die relativen Häufigkeiten der Ionisationszustände sind gemäß Gleichung (5.6) konstant. r_f wird als *freezing in*-Radius bezeichnet.

Abb. 5.2a zeigt den Verlauf von τ_{exp} , $\tau_{O^{6+}}$ und $\tau_{O^{7+}}$ für die in Abb. 5.2b-d dargestellten Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile des schnellen Sonnenwinds (die

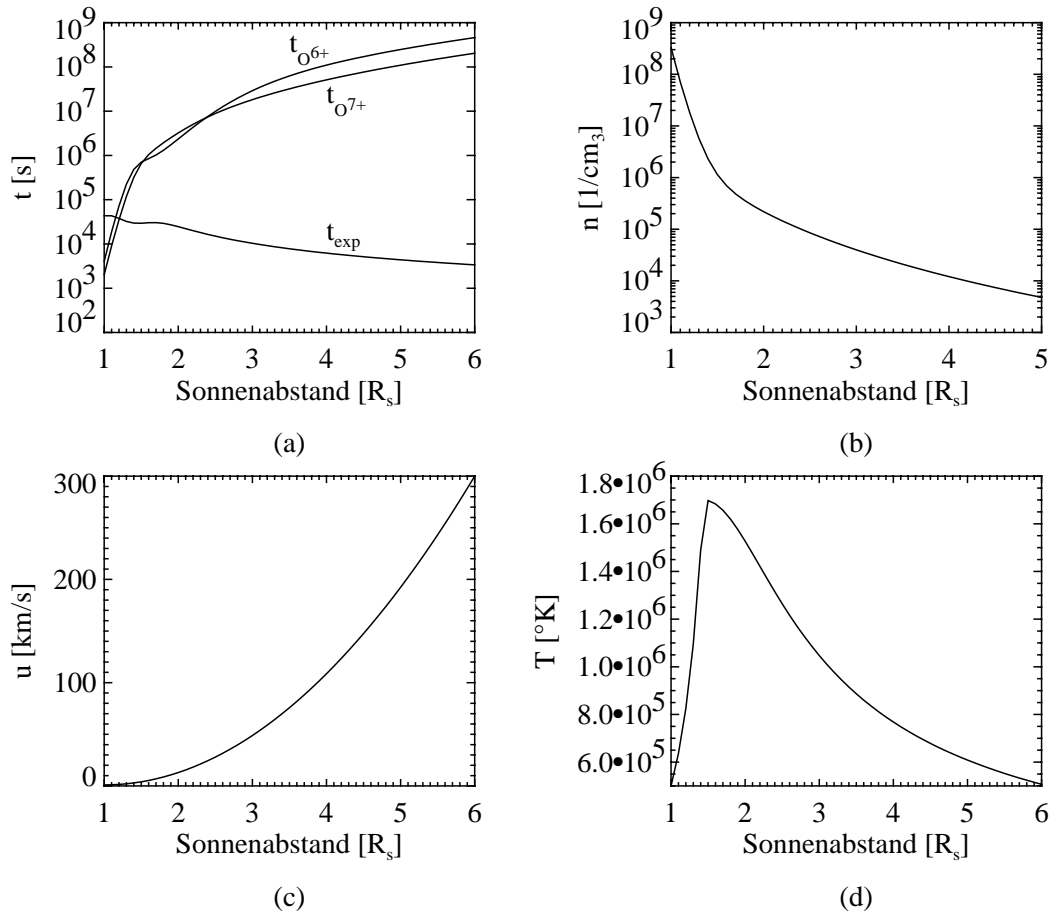


Abb. 5.2: Vergleich von Ionisations- und Rekombinationsskalenzeiten der Ionen O^{6+} und O^{7+} und der Expansionsskalenzeit der Korona (a) für typische Dichte-, Geschwindigkeits- und Temperaturprofile des schnellen Sonnenwinds (b-d).

Profile werden in Kap. 5.3.2 näher erläutert). $\tau_{O^{6+}}$ und $\tau_{O^{7+}}$ sind ab etwa $1,2 R_S$ größer als τ_{exp} . Von diesem kritischen Radius r_k an werden Stöße zwischen den O^{6+} - bzw. O^{7+} -Ionen und Elektronen in der immer schneller expandierenden Korona so selten, daß sich die Ionisationszustände nicht mehr der lokalen Elektronentemperatur anpassen können. Sie frieren ein.

Durch die numerische Lösung des Differentialgleichungssystem (5.5) kann die radiale Veränderung der relativen Häufigkeiten der Ionisationszustände einer Ionensorte berechnet werden (Anhang A3). In Abb. 5.3 zeigen die durchgezogenen Kurven die durch die numerische Lösung von (5.5) bestimmte radiale Abhängigkeit der relativen Häufigkeiten der Ionen O^{6+} und O^{7+} . Die gepunkteten Linien zeigen zum Vergleich die Häufigkeiten, die sich unter der Annahme ergeben, daß sich das Ionisationsgleichgewicht (5.6) in jeder Entfernung von der Sonne einstellen kann. Der Berechnung lagen die bereits zur Bestimmung der Zeitskalen verwendeten Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile zugrunde (Abb. 5.2b-d). Bis etwa zu $r_k = 1,2 R_S$, also dem kritischen Punkt an dem sich die Kurven von $\tau_{O^{6+}}$, $\tau_{O^{7+}}$ und τ_{exp} schneiden, stimmt die Lösung von Gleichung (5.5) mit der von Gleichung (5.6) überein. O^{6+} und O^{7+} befinden sich im Ionisationsgleichgewicht. Außerhalb von r_k ergibt sich eine immer stärkere Abweichung der Lösungen. Die Lösung von (5.6) folgt dem Temperaturprofil, während

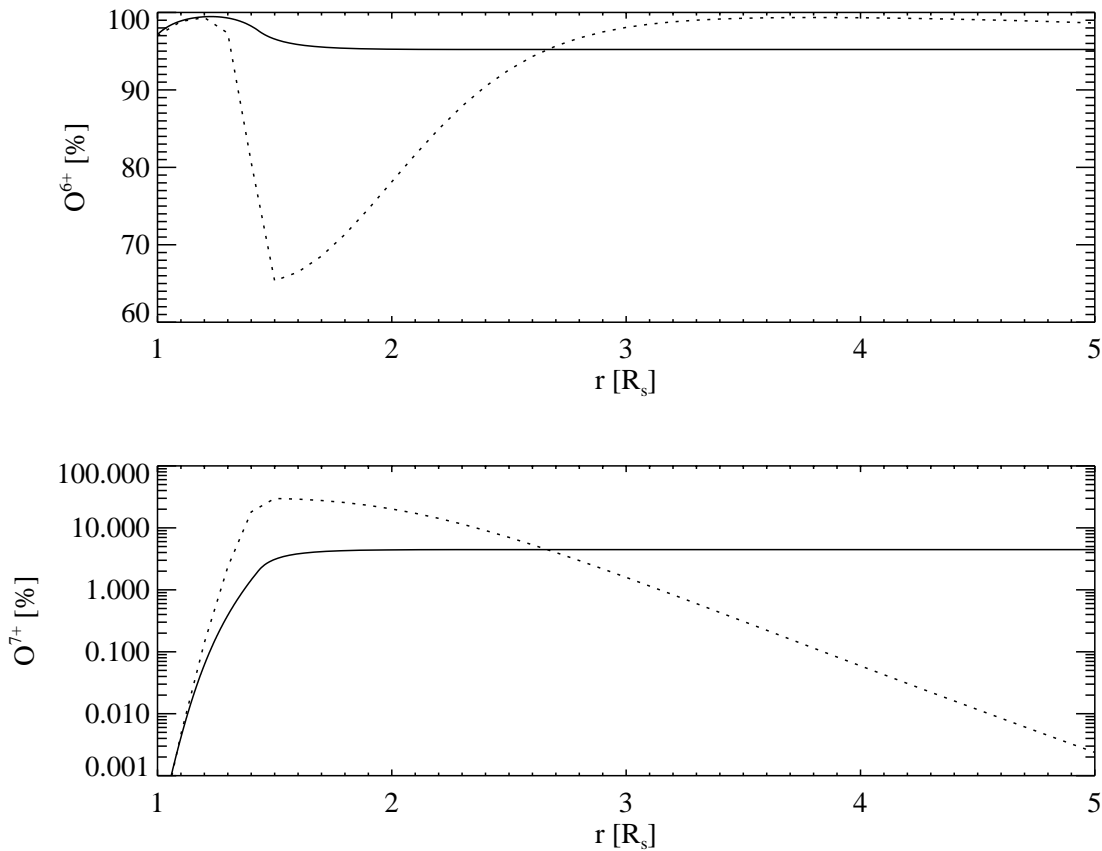


Abb. 5.3: Radiale Entwicklung der Ionisationszustände O^{6+} und O^{7+} . Die unter Annahme von Ionisationsgleichgewicht berechneten Ionisationszustände sind gestrichelt dargestellt.

die Lösung von (5.5) den tatsächlichen Vorgang beschreibt, bei dem die relativen Häufigkeiten der Ionisationszustände wegen der Dichteabnahme und der steigenden Expansionsgeschwindigkeit nicht mehr der Koronatemperatur entsprechenden. Am *freezing in*-Radius $r_f = 2R_s$ ist dieser Prozeß so weit fortgeschritten, daß sich die relativen Häufigkeiten von O^{6+} und O^{7+} nicht mehr verändern. Es gilt Gleichung (5.7).

Grundsätzlich hängt die relative Häufigkeit der Ionisationszustände vom radialen Verlauf der Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile bis r_f ab. Bei der experimentellen Bestimmung von Ionisationszuständen im interplanetaren Raum werden die relativen Häufigkeiten ermittelt, die sich bis zum Einfrieren der Ladungszustände bei r_f eingestellt haben. Daher bietet das in Anhang A3 beschriebene Lösungsverfahren für das Ionisationsgleichungssystem (5.5) die Möglichkeit, verschiedene Kombinationen von Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsprofilen zu testen, indem die Profile gesucht werden, die für möglichst viele Ionensorten die beste Übereinstimmung mit den Meßdaten ergeben. Die Ergebnisse der Anwendung dieser Methode sind in den folgenden Kapiteln dargestellt.

Es ist in der Literatur vielfach üblich, im interplanetaren Raum gemessene Ladungszustandsverhältnisse, z.B. das Verhältnis O^{6+}/O^{7+} , nach Gleichung (5.6) in sogenannte *freezing in*-Temperaturen umzurechnen. Die *freezing in*-Temperatur ergibt sich direkt aus dem Verhältnis der entsprechenden Ionisations- und Rekombinationskoeffizienten, da diese nur von der Elektronentemperatur abhängig sind. Kann davon ausgegangen werden, daß der Bereich zwischen dem kritischen Radius, ab dem sich kein Ionisationsgleichgewicht mehr einstellen kann und dem *freezing in*-Radius, ab dem sich die Ladungszustandsverhältnisse nicht mehr verändern, klein ist, gibt die *freezing in*-Temperatur näherungsweise die Koronatemperatur bei r_f an. Für das in Abb. 5.3 gezeigte Beispiel beträgt das O^{6+}/O^{7+} -Verhältnis im eingefrorenen Zustand 0.047. Aus dem

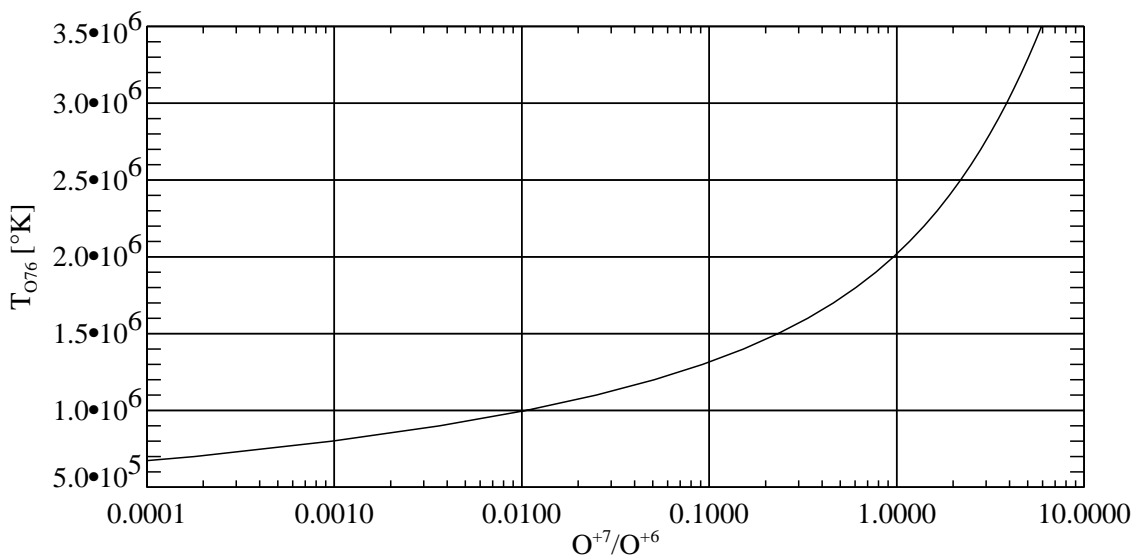


Abb. 5.4: *freezing in*-Temperatur T_{076} als Funktion des Ladungszustandsverhältnisses O^{6+}/O^{7+} .

in Abb. 5.4 dargestellten Verlauf der O^{6+}/O^{7+} -freezing-in-Temperatur ergibt sich $T_{O76} = 1,2 \cdot 10^6$ K. Die Temperatur am freezing-in-Radius $r_f = 2R_s$ im vorgegebenen Temperaturprofil (Abb. 5.2d) beträgt dagegen $T = 1,5 \cdot 10^6$ K. Der Unterschied entsteht, weil sich die relativen Häufigkeiten der Ionisationszustände wegen der stark abnehmenden Elektronendichte schon vor dem Temperaturmaximum nicht mehr der dort besonders steilen Temperaturänderung anpassen können. Die freezing in-Temperatur gibt, in diesem auf realistischen Werten beruhendem Beispiel, die tatsächliche Koronatemperatur bei r_f nicht sehr genau wieder. In der vorliegenden Arbeit wird deshalb auf die in der Literatur [z.B. von Steiger, 1995] oft übliche Berechnung von freezing in-Temperaturen weitgehend verzichtet und stattdessen direkt mit Ladungszustandsverhältnissen bzw. vollständigen Temperatur-, Dichte- und Geschwindigkeitsprofilen gearbeitet.

5.3 Der Ionisationszustand von CMEs und Sonnenwind

Der Argumentation der Kap. 5.1 und 5.2 folgend können die beobachteten Ionisationseigenschaften der CMEs und des Sonnenwinds auf der Grundlage des freezing in-Prinzips interpretiert werden. Die mit dem SWICS-Instrument bestimmten Ladungszustandsverteilungen haben sich in der Korona entsprechend den dort herrschenden Geschwindigkeits-, Dichte- und Temperaturbedingungen eingestellt und außerhalb des freezing in-Radius nicht mehr verändert. Wegen der klaren Trennung von Sonnenwind- und CME-Plasma kann jede beobachtete Veränderung der Ionisationszustände im CME mit einer Veränderung der physikalischen Bedingungen in dessen Entstehungsgebiet in Verbindung gebracht werden.

Mit Hilfe der numerischen Lösung der Ionisationsgleichungssysteme (Kap. 5.2, Anhang A1) für Sauerstoff und Silizium wird in den Kap. 5.3.2 bis 5.3.6 untersucht, welche Veränderungen der Geschwindigkeits-, Dichte- und Temperaturbedingungen in der Korona die beobachteten Unterschiede zwischen den Ladungszustandsverteilungen von Sonnenwind und CMEs herbeiführen können. Die Berechnungen werden nur für die Ladungszustandsverhältnisse O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} und nicht für die ebenfalls in Kap. 4 untersuchten Verhältnisse C^{6+}/C^{5+} und Fe^{12+}/Fe^{11+} durchgeführt, weil der Rechenaufwand zur Anpassung der Temperatur-, Dichte- und Geschwindigkeitsprofile an alle vier Ladungszustandsverhältnisse extrem hoch ist. Da O^{7+}/O^{6+} und C^{6+}/C^{5+} vor dem Temperaturmaximum einfrieren und Si^{10+}/Si^{9+} und Fe^{12+}/Fe^{11+} danach (vgl. Kap. 5.3.2), ist es zur Eingrenzung des Temperaturmaximums ausreichend, je eines der Ladungszustandsverhältnisse zu verwenden. Sauerstoff wurde der Vorzug vor Kohlenstoff gegeben, weil die Meßwerte etwas genauer sind. Silizium wurde statt Eisen gewählt, weil es näher am Temperaturmaximum einfriert und deswegen empfindlicher auf Verschiebungen des Maximums reagiert. Außerdem kann für Sauerstoff und Silizium die gleiche Ausflußgeschwindigkeit angenommen werden, während Eisen deutlich lang-

samer ist [Ko et al. 1997]. Bei der Verwendung von Eisen würde sich daher ein zusätzlicher freier Parameter ergeben, der den Rechenaufwand erhöht.

Da die, bei der Lösung der Ionisationsgleichungen verwendeten, Ionisations- und Rekombinationskoeffizienten nicht nur von der Temperatur der Elektronenverteilung sondern auch von deren Form abhängen, wird in Kap. 5.3.1 zuerst begründet, warum die Annahme einer Maxwellverteilung der Elektronen gerechtfertigt ist. Außerdem wird durch eine Abschätzung der magnetischen Energie von CMEs und koronalen *loop*-Strukturen plausibel gemacht, daß das koronale Magnetfeld als Energiequelle für eine Erhöhung der Elektronentemperatur im Entstehungsgebiet von CMEs in Frage kommt.

5.3.1 Die Elektronentemperatur

Die Ionisations- und Rekombinationsraten im Ionisationsgleichungssystem (5.5) ergeben sich aus den über die Elektronenverteilung $f(E)$ gemittelten Wirkungsquerschnitten $\sigma(E)$ der entsprechenden Ionisations- und Rekombinationsprozesse:

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{8\pi}{m_e^2} \int_0^\infty \sigma(E) f(E) dE \quad (5.8)$$

Bei gleichbleibenden Dichte- und Geschwindigkeitsverläufen kann eine Verschiebung der Ionisationszustände also durch eine Veränderung der mittleren Energie oder der Form der Elektronenverteilung hervorgerufen werden.

Die Form der Elektronenverteilung:

Zahlreiche Beobachtungen und theoretische Arbeiten haben deutliche Hinweise darauf geliefert, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in der Korona keine reine Maxwellverteilung ist. Zum Beispiel weisen Radiobeobachtungen indirekt auf das Vorhandensein nicht-Maxwellscher Elektronenverteilungen in *flares* hin [Smerd, 1964]. Ko et al. [1996] haben durch Anwendung des *freezing in*-Prinzips versucht, die von SWICS/*Ulysses* im schnellen Sonnenwind über dem südlichen koronalen Loch gemessenen Ladungszustandsverteilungen von Kohlenstoff, Sauerstoff, Magnesium, Silizium und Eisen mit einem von Fisher und Guhathakurta [1995] aus Koronagraphenbeobachtungen dieses Bereichs bestimmten Temperaturprofil in Einklang zu bringen. Dabei stellte sich heraus, daß die SWICS-Messungen für die genannten Elemente am besten mit dem vorgegebenen Temperaturprofil übereinstimmen, wenn man eine kleine, von der Maxwellverteilung abweichende, energiereiche Komponente in der Elektronenverteilung der unteren Korona zuläßt. Im Sonnenwind werden Elektronengeschwindigkeitsverteilungen beobachtet, die aus einer Kernverteilung (thermische Elektronen) und einer heißeren Halo-Verteilung (energiereiche Elektronen) bestehen [Montgomery et al., 1968, Feldman et al., 1975, Rosenbauer et al. 1977]. Es ist nicht geklärt, ob die typische Form der Verteilung ihre Ursache im interplanetaren elektrostatischen Feld, in be-

stimmten Stoßprozessen oder in beiden Faktoren gemeinsam hat [Marsch, 1991, Feldman et al. 1975, Scudder und Olbert, 1979b]. In einer theoretischen Arbeit haben Scudder und Olbert [1979a] gezeigt, daß der energiereiche Schwanz (Halo) der interplanetaren Elektronenverteilung entstehen kann, weil der Stoßquerschnitt der Elektronen für Coulombstöße bei hohen Energien abnimmt. Energiereiche Elektronen gelangen so mit weniger Stößen durch die Übergangszone und die Korona in den interplanetaren Raum und reichern dort die energiereiche Halo-Elektronenpopulation an. Die Autoren zeigen, daß nach dieser Theorie bei 1AE beobachtete energiereiche Elektronen mit $E \geq 7kE_{\text{Kern}}$ Überreste von stoßdominierten Populationen in der unteren Korona (1,03 bis $\sim 10R_S$) sind. Roussel-Dupré [1980] und Shoub [1983] haben bei der Untersuchung numerischer Modelle der Übergangszone zwischen Chromosphäre und Korona festgestellt, daß energiereiche Elektronen aus der Korona stoßfrei zurück in die Übergangsregion diffundieren können. Die Elektronenverteilung in der (unteren) Übergangszone erhält dadurch ebenfalls eine energiereiche Komponente. Die genannten Untersuchungen zeigen, daß in Regionen, die durch starken Temperatur- oder Dichtegradienten und den Übergang von stoßdominierten zu stoßfreien Plasmaeigenschaften gekennzeichnet sind, die Ausbildung von Elektronenverteilungen mit verstärkten energiereichen Komponenten wahrscheinlich ist. Obwohl ein direkter Nachweis nicht-Maxwellscher Elektronenverteilungen in der unteren Korona bisher nicht erbracht werden konnte, machen es die angeführten Argumente notwendig, den Einfluß einer energiereichen Komponente in der Elektronenverteilungsfunktion auf die Ionisations- und Rekombinationsraten schwerer Ionen und auf den *freezing in*-Prozeß zu untersuchen. Es muß geklärt werden, ob die Erhöhung der Ladungszustandsverhältnisse in koronalen Massenauswürfen mit magnetischer Wolkenstruktur auf das Vorhandensein oder die Verstärkung einer energiereichen Komponente der Elektronengeschwindigkeitsverteilung im Entstehungsgebiet dieser CMEs zurückgeführt werden kann.

Eine gut handhabbare Möglichkeit, die beobachteten bzw. theoretisch vorhergesagten Elektronenverteilungen zu modellieren, bietet die sogenannte κ -Verteilung [Olbert, 1969]:

$$f_{\kappa} = \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} A_{\kappa} \left(1 + \frac{E}{(\kappa - 3/2)k T_e} \right)^{-\kappa-1}, \quad \kappa > \frac{3}{2}, \quad (5.9)$$

$$\text{mit } A_{\kappa} = \frac{\Gamma(\kappa - 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)(\kappa - 3/2)^{3/2}} \text{ und } \Gamma(\kappa + 1) \equiv \kappa! \text{ (}\Gamma\text{-Funktion).}$$

Diese parametrisierte Verteilungsfunktion besitzt im Kern die Form einer Maxwellverteilung. Die Flügel der Verteilung bei sehr hohen und sehr niedrigen Energien fallen dagegen in Abhängigkeit vom Parameter κ mehr oder weniger stark nach einem Potenzgesetz ab ($\kappa = \infty$ ergibt die Form einer Maxwellverteilung). Owocki und Scudder [1983] haben mit den Gleichungen (5.8) und (5.9) die Ladungszustandsverhältnisse

O^{7+}/O^{6+} und Fe^{12+}/Fe^{11+} für Verteilungsfunktionen mit verschieden starken energiereichen Komponenten aber gleicher Temperatur und Teilchenzahldichte berechnet. Sie konnten zeigen, daß eine Verstärkung der energiereichen Komponente zu einer Erhöhung des Verhältnisses O^{7+}/O^{6+} führt, während das Verhältnis Fe^{12+}/Fe^{11+} unverändert bleibt oder sogar leicht abnimmt. Dieses Ergebnis kann mit den sehr unterschiedlichen Ionisationsenergien χ der Ionen O^{6+} ($\chi = 739\text{eV}$) und Fe^{11+} ($\chi = 331\text{eV}$) erklärt werden. In Abb. 5.5 sind eine Maxwellverteilung und eine κ -Verteilung mit $\kappa = 5$ für eine Temperatur von 10^6K dargestellt. Beide Verteilungen besitzen die gleiche mittlere Energie ($\langle E \rangle = 3kT/2$) und sind auf eins normiert. Im Vergleich zur Maxwellverteilung sind in der κ -Verteilung die Zustände hoher Energie ($E \geq 400\text{eV}$) und sehr niedriger Energie ($E \leq 100\text{eV}$) angereichert, während der mittlere Energiebereich etwas weniger stark besetzt ist. Die Ionisationsenergie von O^{6+} liegt im Bereich hoher Energien, in dem sich im Falle der κ -Verteilung deutlich mehr Elektronen befinden als im Falle der Maxwellverteilung. Die Ionisationsrate von O^{6+} ist deswegen bei einer κ -Verteilung der Elektronen erhöht. Da die Rekombinationsrate im Gegenzug nur unwesentlich ansteigt, erzeugt eine κ -Verteilung ein höheres O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis als eine Maxwellverteilung der gleichen Temperatur. Im Gegensatz zu O^{6+} liegt die Ionisationsenergie von Fe^{11+} im mittleren Energiebereich, in dem die κ -Verteilung etwas schwächer besetzt ist als die Maxwellverteilung. Prozentual ändert sich die Anzahl der für eine Ionisation von Fe^{11+} in Frage kommenden Elektronen nur sehr wenig, da der mittlere Energiebereich relativ stark besetzt ist. Die Ionisationsrate von Fe^{11+} ist deswegen in einer κ -Verteilung leicht reduziert, und die Rekombinationsrate ist wie bei O^{6+} leicht erhöht. Daraus ergibt sich, in Abhängigkeit von der Stärke der Abweichung der κ -Verteilung von der Form einer

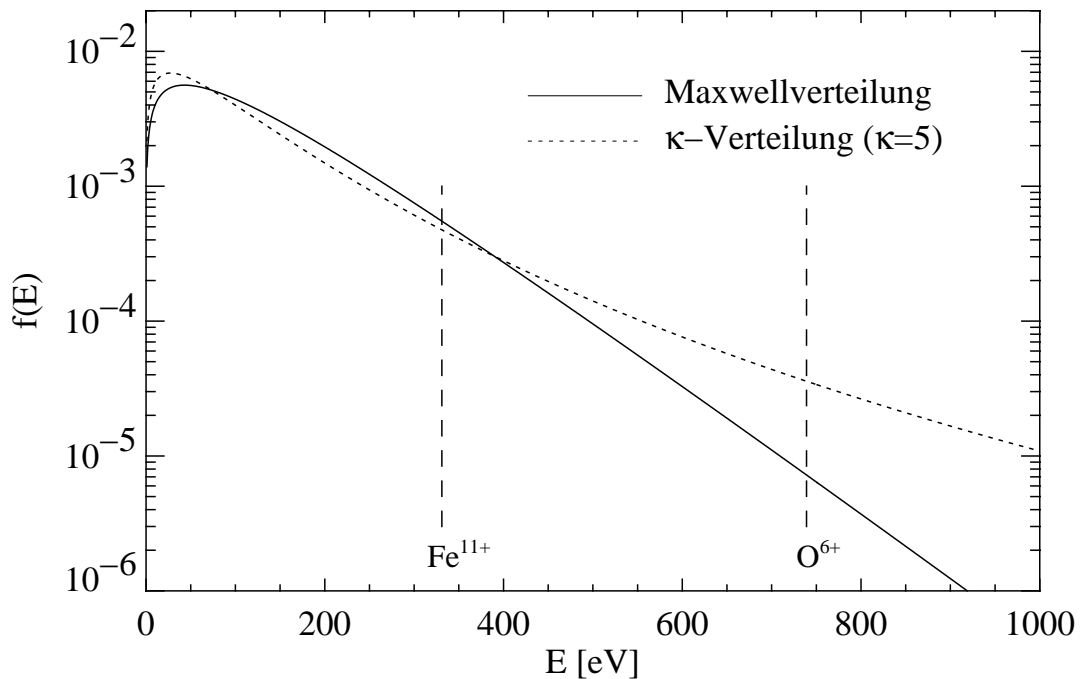


Abb. 5.5: Vergleich einer Maxwell- und einer κ -Verteilung ($\kappa = 5$) bei $T = 10^6$ K.

Maxwellverteilung, ein fast unverändertes oder leicht reduziertes $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ -Verhältnis.

Vor dem Hintergrund dieser theoretischen Überlegungen ist es möglich, durch einen Vergleich des Verhaltens der Ladungszustandsverhältnisse $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ und $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ abzuschätzen, ob eine beobachtete Veränderung eines Ladungszustandsverhältnisses auf die Entstehung oder Verstärkung einer energiereichen Komponente in der Elektronengeschwindigkeitsverteilung zurückzuführen ist. In Abb. 5.6 sind die relativen Ladungszustandsverhältnisse $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ und $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ aller untersuchten koronalen Massenauswürfe dargestellt. Bei fast allen CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur ist sowohl das Verhältnis $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ als auch das Verhältnis $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ erhöht. Aus diesem Grund kann eine Anreicherung der Elektronenpopulation mit energiereichen Elektronen im Entstehungsgebiet dieser CMEs als Ursache für die Erhöhung der relativen Ladungszustandsverhältnisse weitgehend ausgeschlossen werden. Lediglich die CMEs Nr. 15, 31, 42 und 56 in Abb. 5.6 zeigen ein erhöhtes $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ -Verhältnis und ein erniedrigtes $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ -Verhältnis. Eine genauere Untersuchung der m/q -Spektren dieser Ereignisse hat gezeigt, daß bei den CMEs Nr. 42 und 56 tatsächlich, trotz einer deutlichen Änderung des Sauerstoffspektrums, kaum eine Veränderung des Eisenspektrums während der CME-Passage zu erkennen ist. In den CMEs 15 und 31 hingegen wird eine drastische Zunahme der relativen Häufigkeit von Fe^{16+} ($\chi = 1265\text{eV}$) beobachtet, obwohl sich das $\text{Fe}^{12+}/\text{Fe}^{11+}$ -Verhältnis verringert. Fe^{16+} ist das dominierende Ion in der Ladungszustandsverteilung von Eisen bei diesen beiden CMEs. Eine solche Ladungszustandsverteilung kann nicht allein durch die Verstärkung der energiereichen Komponente der Elektronenverteilung entstehen, weil in diesem Fall die niedriger geladenen Ionen, deren

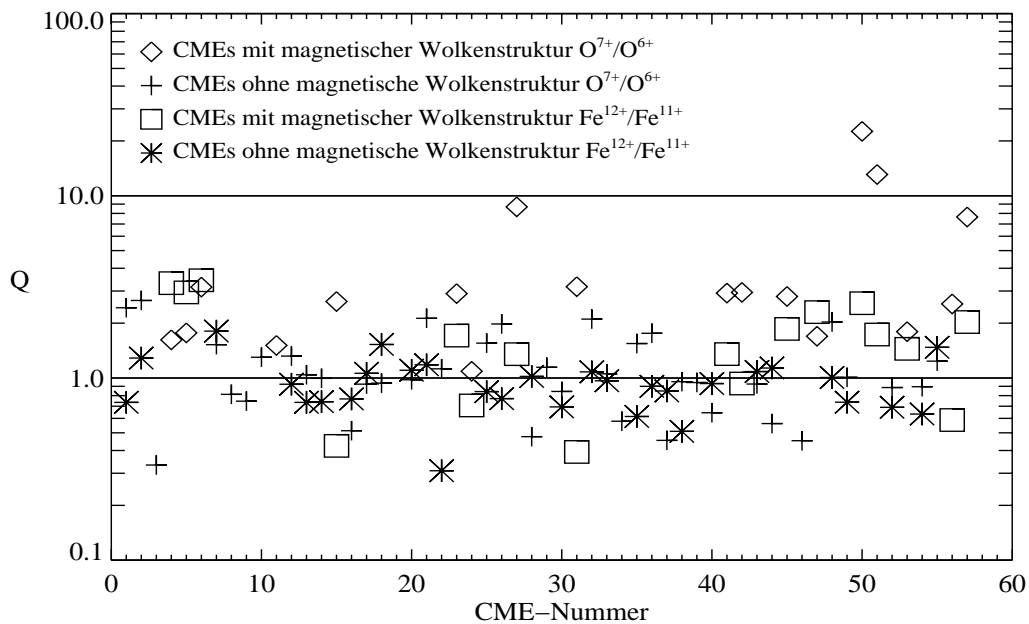


Abb. 5.6: Vergleich der Ionisationsparameter $Q_{\text{O}76}$ und $Q_{\text{Fe}1211}$.

Ionisationspotential im mittleren Energiebereich der Verteilung liegt, weitaus häufiger vorkommen müßten. Für die CMEs 15 und 31 kann daher, wie auch für alle anderen CMEs, in denen die Verhältnisse O^{7+}/O^{6+} und Fe^{12+}/Fe^{11+} erhöht sind, festgehalten werden, daß die Ursache für die Erhöhung der Ladungszustandsverhältnisse nicht in einer Verstärkung der energiereichen Komponente der Elektronenverteilungsfunktion zu sehen ist.

Die Temperatur der Elektronenverteilung:

Bei der Entstehung von CMEs kommt es zu einer wahrscheinlich mit Rekonnexionsprozessen verbundenen Neustrukturierung des koronalen Magnetfelds. Ein Teil der dabei frei werdenden Magnetfeldenergie kann zur Aufheizung des Plasmas im Entstehungsgebiet des CMEs führen. Gosling et al. [1995a] haben für einen von Ulysses beobachteten CME (CME Nr. 50 in der CME-Liste im Anhang A1) Entstehungszeit und Position auf der Sonne abgeschätzt und Aufnahmen des *Yohkoh*-Röntgenteleskops für diesen Zeitraum analysiert. Auf den *Yohkoh*-Bildern ist im Entstehungsgebiet des CMEs die Formierung großer heller Magnetfeldbögen zu erkennen. Solche neuen Magnetfeldbögen könnten sich durch Rekonnexionsprozesse im unteren Bereich der zum CME gehörenden Magnetfeldstrukturen entwickeln. Die intensive Strahlung im Bereich des weichen Röntgenlichts, die von den neu formierten Magnetfeldbögen ausgeht, ist Bremsstrahlung von Elektronen, die bei den Rekonnexionsprozessen beschleunigt wurden. Gosling et al. [1995b] konnten anhand von Simulationen und topologischen Betrachtungen zeigen, daß Rekonnexionsprozesse hinter dem sich von der Sonne entfernenden CME zur Entstehung von *flux rope*-Strukturen beitragen, wie sie bei magnetischen Wolken beobachtet werden.

Im folgenden soll abgeschätzt werden, ob die im Entstehungsgebiet eines CMEs freigesetzte Energie des Magnetfelds ausreichen könnte, um eine Temperaturerhöhung zu erzeugen, die die beobachtete Veränderung der Ladungszustandsverhältnisse verursachen kann. Als Ausgangsstruktur wird ein koronaler Magnetfeldbogen (*loop*) mit dem Volumen

$$V_{loop} \cong \pi a^2 l^3$$

betrachtet. $a = r/l$ ist das Verhältnis von Radius r zu Länge l des Magnetfeldbogens. Die magnetische Energiedichte

$$w = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (5.10)$$

im *loop* soll als konstant angenommen werden. Dann beträgt die im *loop*-Volumen enthaltene Magnetfeldenergie

$$W = \int_V w dV \stackrel{w=konst}{=} wV . \quad (5.11)$$

Typische Werte für heiße *loops* in der Korona sind $a = 0,03 \dots 0,18$, $l = 50000 \text{ km} \dots 100000 \text{ km}$ und $B = 0,01 \text{ T} \dots 0,02 \text{ T}$ [Bray et al. 1991]. Daraus ergibt sich eine magnetische Energie W_{loop} zwischen etwa 10^{22} J und 10^{25} J . Für die Abschätzung wird der kleinste Wert

$$W_{loop} \cong 10^{22} \text{ J}$$

verwendet.

Der Energiegehalt des Magnetfeldes der beobachteten CMEs kann in ähnlicher Weise abgeschätzt werden. Wird angenommen, daß die CMEs eine kugelförmige Gestalt besitzen und daß die Bahn der Raumsonde zentral durch den CME verläuft, ergibt sich das CME-Volumen zu

$$V_{CME} = \frac{\pi}{6} (t \bar{v}_{CME})^3.$$

\bar{v}_{CME} ist die mittlere im CME gemessene Sonnenwindgeschwindigkeit und t die Zeit, die die Raumsonde brauchte, um den CME zu passieren. Aus den Gleichungen (5.10) und (5.11) kann der Energieinhalt des Magnetfeldes des CMEs berechnet werden. Der Mittelwert über alle beobachteten CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke beträgt

$$W_{CME} \cong 2,4 \cdot 10^{21} \text{ J}.$$

Die Differenz

$$\Delta W = W_{loop} - W_{CME} \cong 10^{22} \text{ J}$$

ist die Energie, die zur Aufheizung des Plasmas, zur Abdeckung von Strahlungsverlusten und eventuell zu einer Beschleunigung des CMEs, die über die Beschleunigung des normalen Sonnenwinds hinaus geht, zur Verfügung steht.

Aus der beobachteten Erhöhung der Ladungszustandsverhältnisse ergibt sich, wie die Berechnungen in Kap. 5.3.5 zeigen werden, im Entstehungsgebiet der CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur eine Temperaturerhöhung $\Delta T \cong 0,5 \cdot 10^6 \text{ K}$. Die damit verbundene Erhöhung der thermischen Energie eines aus Elektronen und Protonen bestehenden CME-Plasmas beträgt

$$\Delta E_{th} = 3n_e V_{CME} k \Delta T.$$

Als Durchschnittswert für alle CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur wurde

$$\Delta E_{th} = 1,1 \cdot 10^{22} \text{ J}$$

ermittelt.

Für die Beschleunigung des CMEs auf eine Geschwindigkeit $v_{CME} = v_{SW} + \Delta v$ ist die Energie

$$\Delta E_{kin} = \frac{n_e V_{CME} m_p}{2} (\Delta v)^2$$

notwendig. Wird eine Geschwindigkeitsänderung $\Delta v = 100 \text{ km/s}$ angenommen, ergibt sich im Mittel eine Erhöhung der kinetischen Energie der CMEs um

$$\Delta E_{kin} = 4,3 \cdot 10^{21} \text{ J}.$$

Die Abschätzung des Strahlungsverlust R_L während der Entstehungsphase eines koronalen Massenauswurfs ist problematisch. Bray et al. [1991] geben für koronale *loops* bei hohen Temperaturen ($>10^6 \text{ K}$) $R_L \sim 10^{-4} \text{ Wm}^{-3}$ an. Für ein typisches *loop*-Volumen $V_{loop} \cong 10^{21} \text{ m}^3$ und $\tau = 3 \text{ h}$ ergibt sich

$$E_{loss} = R_L V \tau \cong 10^{21} \text{ J}.$$

Dieser Wert überschätzt den Energieverlust des *loops* deutlich, weil ein Magnetfeldbogen nur in seinem oberen Bereich Temperaturen aufweist, für die der verwendete Wert für R_L gültig ist. Wird sehr vereinfachend angenommen, daß ein CME aus einem sich von der Sonne ablösenden *loop* entsteht, kann der für E_{loss} angegeben Wert als grobe Abschätzung für den Energieverlust durch Strahlung in den ersten Stunden der CME-Entwicklung angesehen werden.

E_{loss} und ΔE_{kin} sind eine Größenordnungen kleiner als ΔW . ΔE_{th} ist von der gleichen Größenordnung wie ΔW . Die Energiedifferenz zwischen der magnetischen Energie eines als Ausgangskonfiguration für die CME-Entstehung angenommenen Magnetfeldbogens und der Magnetfeldenergie der beobachteten CMEs, ist also groß genug, um die anhand der Ladungszustandsverhältnisse festgestellte Temperaturerhöhung zu ermöglichen.

Diese Schlußfolgerung gilt auch für CMEs, die keine magnetische Wolkenstruktur besitzen. Für diese Ereignisse wurden die folgenden Werte ermittelt:

$$W_{CME} \cong 9,0 \cdot 10^{20} \text{ J} \Rightarrow \Delta W \cong 10^{22} \text{ J}$$

$$\Delta E_{th} = 2,6 \cdot 10^{21} \text{ J}$$

$$\Delta E_{kin} = 1,1 \cdot 10^{21} \text{ J}$$

Die magnetische Energie in den CMEs ohne magnetische Wolkenstruktur ist etwas geringer als in den CMEs mit Wolkenstruktur. Abb. 5.7 stellt W_{CME} und den $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ -Ionisationsparameter aller 57 CMEs dar. Es ist zu erkennen, daß die magnetische Energie der CMEs mit der magnetischen Topologie und mit dem Ionisationszustand korreliert ist und als Unterscheidungsmerkmal zwischen den beiden CME-Gruppen genutzt

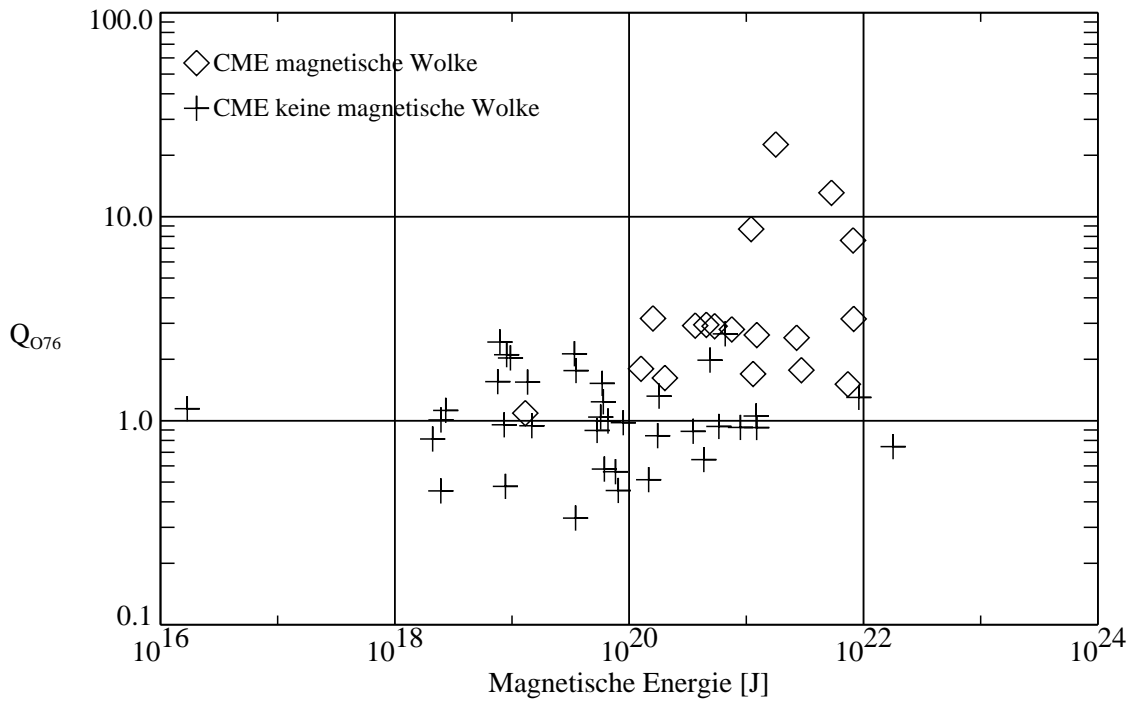


Abb. 5.7: Magnetische Energie von CMEs mit und ohne magnetische Wolkenstruktur.

werden kann. Die klare Trennung zwischen CMEs mit und ohne magnetischer Wolkenstruktur in Abb. 5.7 zeigt außerdem, daß die in Kap. 4.2 vorgenommene Klassifizierung der CMEs tatsächlich zur Unterscheidung zweier CME-Gruppen geführt hat, die hinsichtlich ihrer magnetischen Struktur erhebliche Unterschiede aufweisen. Eine Antwort auf die Frage, warum es nur im Entstehungsgebiet von CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur zu einer Temperaturerhöhung kommt, kann mit Hilfe dieser energetischen Betrachtungen nicht gegeben werden.

5.3.2 Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile

Im vorigen Kapitel wurde dargelegt, daß die beobachtete Erhöhung der Ladungsverhältnisse in CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur in erster Linie auf eine Veränderung der mittleren Energie und nicht der Form der Elektronenenergieverteilung zurückzuführen ist. Bei der Berechnung der Ladungsverhältnisse O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} nach Gleichung (5.5) können deshalb die unter Annahme einer Maxwellverteilung der Elektronen bestimmten Ionisations- und Rekombinationskoeffizienten (Anhang A3) benutzt werden. Bei der Lösung von Gleichung (5.5) werden die folgenden Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile verwendet:

Elektronendichteprofil:

Elektronendichteprofile der polaren und äquatorialen Regionen der Korona sind, z.B. aus Messungen der Polarisationshelligkeit, mit einer Genauigkeit zwischen etwa 10 und 30 Prozent bekannt [Fisher und Guhathakurta, 1995, Koutchmy, 1992]. Diese gemessenen Dichteprofile werden als Ausgangspunkt der folgenden Berechnungen genutzt. Daten über die radiale Entwicklung der Elektronendichte in CMEs existieren fast nicht. Lediglich zur Bestimmung der Masse von CMEs wurde die Dichte einer Reihe von Ereignissen aus einzelnen Koronagraphenaufnahmen bestimmt. Um Dichteprofile zu erhalten wäre die Analyse ganzer Aufnahmesequenzen notwendig. Der LASCO-Koronagraph ist das erste Instrument, das durch die Kombination intern und extern okulierter Teleskope nahezu den gesamten für diese Arbeit wichtigen Bereich der Korona abdecken kann. Abgesehen von Begrenzungen, die durch die verfügbaren Telemetriekapazitäten entstehen, liefert LASCO Bildsequenzen, die die Bestimmung von Dichteprofilen von CMEs erlauben würden. Bisher sind solche, aufgrund von Problemen bei der Kalibrierung und der Bildverarbeitung nicht einfachen, Untersuchungen nicht veröffentlicht worden. Bei den folgenden Berechnungen werden deshalb auch für die CMEs die Dichteprofile des schnellen bzw. langsamen Sonnenwinds zugrunde gelegt.

Bei der Lösung der Ionisationsgleichungen werden die Elektronendichteprofile für verschiedene Bereiche der Korona zunächst als gegeben vorausgesetzt. Die Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile werden variiert, um den Einfluß von Temperatur oder Geschwindigkeitsveränderungen auf die Einstellung der O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} - Verhältnisse zu untersuchen. Dazu werden die Profile in Anlehnung an Ko et al. [1997] parametrisiert.

Temperaturprofil:

$$T(r) = \frac{T_{\max}}{\left(1 + (r_{\max} - r)^f\right)^x} \quad (5.12a)$$

$$\text{mit } x = \frac{\log(T_{\max}/T_1)}{\log\left(1 + (r_{\max} - 1)^f\right)} \text{ für } r < r_{\max}$$

und

$$T(r) = \frac{T_{\max}}{\left(1 + (r_{\max} - r)^2\right)^y} \quad (5.12b)$$

$$\text{mit } y = \frac{\log 2}{\log(1 + r_b)} \text{ und } T(r_{\max} + r_b) = 0,5T(r_{\max}) \text{ für } r \geq r_{\max}.$$

T_{\max} ist die Temperatur am Temperaturmaximum und r_{\max} der Ort des Temperaturmaximums. T_1 ist die Temperatur bei $1 R_S$, f ein Formparameter. Das auf diese Art dargestellte Temperaturprofil besitzt ein Maximum an der Stelle r_{\max} . Durch die Parametrisierung können Lage und Höhe des Maximums und die Breite des Profils variiert werden. Zahlreiche Beobachtungen, z.B. der Elektronendichte, weisen darauf hin, daß ein Temperaturmaximum tatsächlich vorhanden sein muß [z.B. Munro und Jackson, 1977, Geiss et al., 1995, Fisher und Guhathakurta, 1995]. Geiss et al. [1995] schlossen durch eine Untersuchung der mit SWICS gemessenen Ionisationsverhältnisse von Kohlenstoff, Sauerstoff, Silizium und Eisen auf die Existenz eines Temperaturmaximums. Sie zeigten, daß wegen der unterschiedlichen Ionisations- und Rekombinationskoeffizienten die Ionisationszustände von Kohlenstoff und Sauerstoff vor dem Temperaturmaximum und die Ionisationszustände von Silizium und Eisen nach dem Temperaturmaximum einfrieren. Ko et al. [1997] konnten durch eine ähnliche Analyse außerdem Hinweise darauf liefern, daß sich das Temperaturmaximum innerhalb von $2 R_S$ befinden muß.

Geschwindigkeitsprofil:

$$u(r) = a(r - 1)^2 + u_1 \quad (5.13)$$

mit $a = \frac{u_6 - u_1}{25}$.

u_1 ist die Geschwindigkeit bei $1 R_S$ und u_6 die Geschwindigkeit bei $6 R_S$. Über die Geschwindigkeitsprofile der schweren Ionen in der unteren Korona ist nicht viel bekannt. Bürgi und Geiss [1986] haben anhand ihres Sonnenwindmodells gezeigt, daß die Geschwindigkeiten der schweren Ionen im Bereich von $1,5 R_S$ bis $5 R_S$ geringer sind als die Protonengeschwindigkeit. In größerem Abstand von der Sonne gleichen sich die Geschwindigkeiten von Protonen und schweren Ionen an. Da weitergehende gesicherte Erkenntnisse über die Geschwindigkeiten der schweren Ionen fehlen, werden mit der Sonnenentfernung quadratisch ansteigende Geschwindigkeitsprofile mit $u_1 = 1 \text{ km/s}$ und $u_6 = 150 \text{ km/s}$ für den langsamen Sonnenwind und $u_1 = 1 \text{ km/s}$ und $u_6 = 300 \text{ km/s}$ für den schnellen Sonnenwind angenommen. Zur größenordnungsmäßigen Festlegung der Geschwindigkeiten sind diese Profile im Bereich bis etwa $6 R_S$ durch die Ergebnisse von Bürgi und Geiss [1986] gerechtfertigt. Desweiteren wird angenommen, daß sich Sauerstoff und Silizium mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen. Ko et al. [1997] fanden bei einer Analyse von SWICS-Daten, die über dem südlichen koronalen Loch aufgenommen wurden, Hinweise auf Unterschiede in der Abströmgeschwindigkeit der Ionen verschiedener Elemente. Zwischen Sauerstoff und Silizium ist dieser Unterschied jedoch so gering, daß er bei den hier vorgestellten Berechnungen vernachlässigt werden kann. In der gleichen Arbeit leiten Ko et al. [1997] Ionengeschwindigkeiten ab, die im *freezing in*-Bereich kleiner als 100 km/s sind. Dieses Ergebnis ist mit den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Geschwindigkeitsprofilen konsistent.

Es existieren eine Reihe von Angaben über die Geschwindigkeitsprofile von CMEs [z.B. Hildner, 1977, Howard et al. 1997] aus denen zu erkennen ist, daß es CMEs gibt, deren Beschleunigungsverhalten etwa dem des Sonnenwinds entspricht aber auch CMEs, die bedeutend schneller oder langsamer sind. Eine Verwendung der stark vom Sonnenwind abweichenden Geschwindigkeitsprofile ist problematisch, weil sehr wahrscheinlich auch die nicht bekannten Dichteprofile dieser Ereignisse stark verändert sind. Aus diesem Grund sollen die Berechnungen der Ladungszustandsverhältnisse von CMEs hauptsächlich auf der Grundlage der Dichte- und Geschwindigkeitsprofile des schnellen bzw. langsamen Sonnenwinds durchgeführt werden. Ausschließlich die Temperaturprofile werden variiert, um die gemessenen Ladungszustandsverhältnisse zu reproduzieren. Der Einfluß von Dichte- und Geschwindigkeitsänderungen im Entstehungsgebiet der CMEs kann nur grundsätzlich diskutiert werden.

5.3.3 Berechnung der Ladungszustandsverhältnisse O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} im schnellen und im langsamen Sonnenwind

Die Berechnungen der O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse im schnellen und im langsamen Sonnenwind basieren auf zwei Dichteprofilen für ein koronales Loch [Fisher und Guhathakurta, 1995] (Abb. 5.8a) und die equatorialen Gebiete [Koutchmy, 1992] (Abb. 5.8b). Unter der Annahme hydrostatischen Gleichgewichts

$$\frac{dp}{dr} = -nmg$$

kann mit $p = n_e k(T_e + T_p) = 2n_e kT_e$, $m = 0,9m_p + 0,2m_{He^{2+}} + m_e$ (Heliumanteil 5%) sowie $g = GM_s/r^2$ schrittweise die Skalenhöhentemperatur T_s aus

$$n(r) = n(r_0) \frac{T_e(r_0)}{T_e(r)} \exp\left(-\int_{r_0}^r \frac{GmM_s}{2kT_e(r')r'^2} dr'\right)$$

bestimmt werden, wenn näherungsweise $T_s = T_e(r_0) = T_e(r)$ gilt. Von den berechneten Skalenhöhentemperaturen (Abb. 5.8c und 5.8d, gestrichelte Linien) wurden durch leichte Variation von T_{\max} , T_1 , r_{\max} , r_b die parametrisierten Temperaturprofile (5.2) abgeleitet, die typische O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse des schnellen bzw. langsamen Sonnenwinds gut reproduzieren (Abb. 5.8c und 5.8d, durchgezogene Linien). Die zugrundegelegten O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse wurden während zwei Zeiträumen (1991, Tag 40 bis Tag 55 und 1994, Tag 170 bis Tag 200) bestimmt, in denen sich *Ulysses* ständig im langsamen Sonnenwind mit Geschwindigkeiten zwischen 300 und 400km/s bzw. dauernd im schnellen Sonnenwind mit Geschwindigkeiten von nahezu konstant 800km/s befand. Auf eine Variation der in Abb. 5.8e und 5.8f dargestellten Geschwindigkeitsprofile (5.7) zur Anpassung der berechneten an die gemessenen

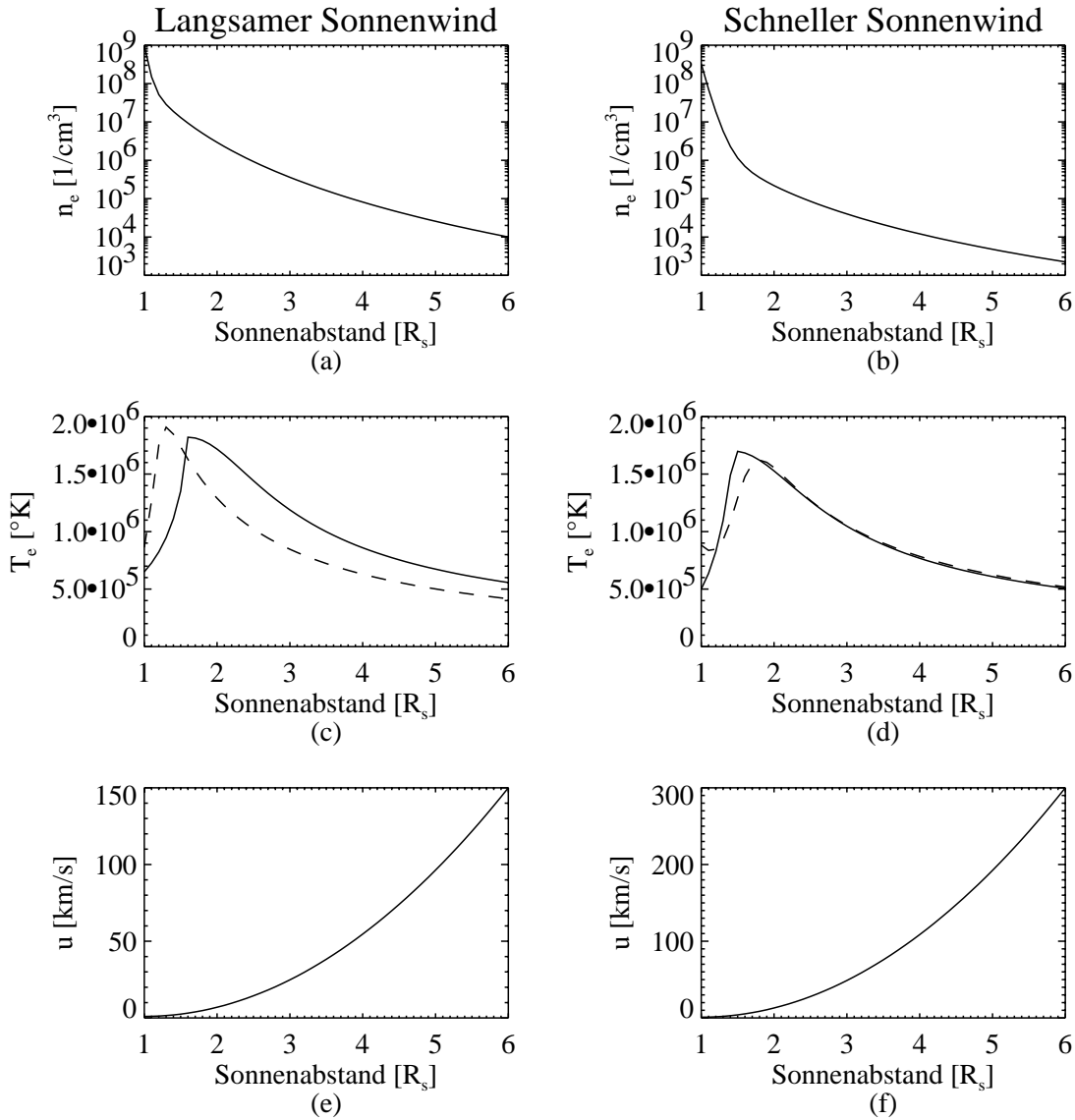


Abb. 5.8: Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile des langsamen und des schnellen Sonnenwinds.

nen Ladungszustandsverhältnisse wurde wegen der mangelhaften Kenntnisse über deren Verlauf verzichtet. Die Parameter u_1 und u_6 wurden so gewählt, daß der Verlauf der Profile gut mit der in größeren Entfernungen von der Sonne zu erreichenden Sonnenwindgeschwindigkeiten von 400 bzw. 800 km/s in Einklang steht. Eine Veränderung von u_6 in plausiblen Grenzen würde in erster Linie zu einer leichten Verschiebung des Temperaturmaximums führen, da die Ladungszustände dann in einer anderen Entfernung von der Sonne einfrieren. Die gemessenen und die berechneten Ladungszustandsverhältnisse sowie die Parameter der Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Es ist wichtig festzuhalten, daß die auf diese Art ermittelten parametrisierten Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile nicht die einzigen sind, mit denen sich die gemessenen Ladungszustandsverhältnisse reproduzieren lassen. Sie sind auf Messungen und Modellüberlegungen basierende realistische Beispiele, die als Grundlage für die Interpretation der in CMEs beobachteten Veränderungen der

	schneller Sonnenwind	langsamer Sonnenwind
O^{7+}/O^{6+} (gemessen)	0,046	0,332
O^{7+}/O^{6+} (berechnet)	0,047	0,33
Si^{10+}/Si^{9+} (gemessen)	0,52	0,419
Si^{10+}/Si^{9+} (berechnet)	0,51	0,42
T_{\max} [10^6 K]	1,7	1,82
r_{\max} [R_s]	1,44	1,6
T_1 [10^6 K]	0,5	0,65
r_b [R_s]	2,2	2,2
f	1	1
u_1 [km/s]	1	1
u_6 [km/s]	300	150

Tab. 5.1: Ladungszustandsverhältnisse und Parameter der in den Abb. 5.8c und 5.8d dargestellten Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile für den schnellen und den langsamen Sonnenwind.

Ladungszustandsverhältnisse dienen sollen.

5.3.4 Berechnung der O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse von CMEs, die nicht die Struktur einer magnetischen Wolke besitzen

Die Ladungszustandsverhältnisse in CMEs, die nicht die Struktur einer magnetischen Wolke besitzen, weisen keine signifikante Unterschiede zum umgebenden Sonnenwind auf. Das gilt sowohl für die im langsamen als auch für die im schnellen Sonnenwind beobachteten Ereignisse (siehe Kap. 4). Es ergeben sich zwei Schlußfolgerungen:

Die CMEs scheinen, trotz ihrer großen räumlichen Ausdehnung und der weiten Entfernungen, die sie zurücklegen, in der Regel nicht die Grenzen zwischen langsamen und schnellen Sonnenwindströmen zu passieren. Da das Ladungszustandsverhältnis O^{7+}/O^{6+} im langsamen Sonnenwind etwa zehnmal höher ist als im schnellen Sonnenwind, würde ein CME, der dem langsamen Sonnenwind entstammt und im schnellen Sonnenwind beobachtet wird, ein stark erhöhtes O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis aufweisen. Dagegen hätte ein CME mit einem O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis, das für den schnellen Sonnenwind typisch ist, im langsamen Sonnenwind ein deutlich erniedrigtes O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis. Beides wurde nur in Ausnahmefällen beobachtet. Die Untersuchungen zum Ladungszustandsverhältnisses O^{7+}/O^{6+} deuten außerdem darauf hin, daß in verschiedenen Son-

nenwindtypen beobachtete CMEs auch entsprechende Unterschiede hinsichtlich ihrer Entstehungsregion zeigen. Aufgrund dieser Überlegungen werden in den folgenden Berechnungen zu den Ladungszustandsverhältnissen von CMEs, immer die Geschwindigkeits- und Dichteprofile des Sonnenwindtyps zugrundegelegt, in dem der CME beobachtet wurde.

Die Ladungszustandsverhältnisse der CMEs und des umgebenden Sonnenwinds weisen keine signifikante Unterschiede auf. Die naheliegendste Erklärung für die fast gleichen Ladungszustandsverhältnisse in CMEs ohne magnetische Wolkenstruktur und im Sonnenwind ist, daß im Entstehungsgebiet der CMEs ähnliche Temperatur-, Geschwindigkeits- und Dichtebedingungen herrschen, wie in den Quellregionen der Sonnenwindströme in denen sie beobachtet wurden. Es sind jedoch auch Temperatur-, Geschwindigkeits- und Dichteprofile in der Entstehungsregion der CMEs denkbar, die von den Sonnenwindprofilen abweichen und trotzdem zu keiner oder nur einer sehr geringen Veränderung der Ladungszustandsverhältnisse führen.

Die Betrachtungen zur magnetischen Energie von CMEs und koronalen Magnetfeldbögen (Kap. 5.2.1) haben Hinweise darauf geliefert, daß sich sowohl CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur als auch CMEs ohne magnetische Wolkenstruktur bei ihrer Entstehung aufheizen können. Als Beispiel soll deswegen ein mögliches Temperaturprofil eines im langsamen Sonnenwind beobachteten CMEs ohne magnetische Wolkenstruktur berechnet werden, das eine höhere maximale Temperatur aufweist als das Son-

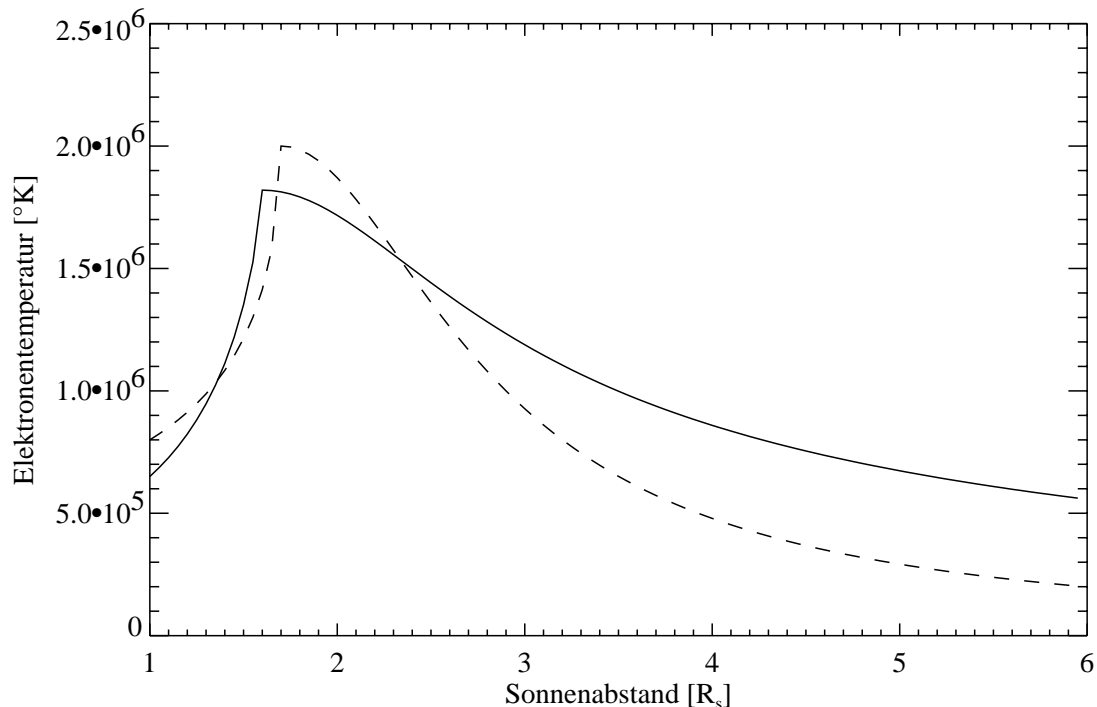


Abb. 5.9: Temperaturprofil des langsamen Sonnenwinds (durchgezogen) und mögliches Temperaturprofil eines CMEs ohne magnetische Wolkenstruktur (gestrichelt). Beide Profile erzeugen die gleichen O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse.

	langsamer Sonnenwind	CME
O^{7+}/O^{6+} (berechnet)	0,340	0,349
Si^{10+}/Si^{9+} (berechnet)	0,42	0,418
T_{\max} [10^6 K]	1,82	2,0
r_{\max} [R_S]	1,6	1,7
T_1 [10^6 K]	0,65	0,8
r_b [R_S]	2,2	1,2
f	1	0,6
u_1 [km/s]	1	1
u_6 [km/s]	150	150

Tab. 5.2: Ladungszustandsverhältnisse und Profilparameter für langsamen Sonnenwind und CME.

nenwindtemperaturprofil und trotzdem die gleichen Ladungszustandsverhältnisse erzeugt. Abb. 5.9 zeigt den Vergleich des Temperaturprofils des langsamen Sonnenwinds mit dem Temperaturprofil des CMEs. Das CME-Profil ist etwas schmaler und weist an der Basis der Korona und im Maximum eine leicht erhöhte Temperatur auf. Beide Profile erzeugen mit den Dichte- und Geschwindigkeitsprofilen des langsamen Sonnenwinds (Abb. 5.8c,e) nahezu gleiche O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse (Tab. 5.2). Die Erhöhung von T_1 und T_{\max} wirkt sich nicht auf die Ladungszustandsverhältnisse aus, weil O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} in den Bereichen vor bzw. nach dem Temperaturmaximum einfrieren, in denen die Temperaturprofile dicht beieinander verlaufen. Im allgemeinen wird eine Temperaturerhöhung mit einer hier nicht berücksichtigten Veränderung von Dichte und Geschwindigkeit gekoppelt sein. Das Beispiel demonstriert, daß sich nicht jede leichte Veränderung der physikalischen Bedingungen in der Korona in den Ladungszustandsverhältnissen widerspiegeln muß.

5.3.5 Berechnung der O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse von CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke

CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke zeigen gegenüber dem umgebenden Sonnenwind erhöhte Ladungszustandsverhältnisse. Dieses Ergebnis ist unabhängig davon, ob die CMEs im schnellen oder im langsamen Sonnenwind beobachtet wurden. Es soll im folgenden angenommen werden, daß ebenso wie im Falle der CMEs, die nicht die Struktur einer magnetischen Wolke besitzen, der Sonnenwindtyp am Beobachtungsort der gleiche ist wie im Entstehungsgebiet. Ausgehend von den Geschwin-

digkeits- und Dichteprofilen für den langsamen bzw. den schnellen Sonnenwind wird untersucht, welche Veränderungen der Temperaturprofile die beobachtete mittlere Erhöhung der Ladungszustandsverhältnisse O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} erzeugen.

Im langsamen Sonnenwind beobachtete CMEs:

Das O^{7+}/O^{6+} -Verhältnis ist im Mittel um einen Faktor 2,3 erhöht (Tab. 4.1) und das Verhältnis Si^{10+}/Si^{9+} um einen Faktor 1,5 (Tab. 4.3). Die koronalen Bedingungen müssen sich demzufolge so ändern, daß sich die in Tab. 5.1 angegebenen typischen Ladungszustandsverhältnisse für den langsamen Sonnenwind, $O^{7+}/O^{6+}_{sw} = 0,33$ und $Si^{10+}/Si^{9+}_{sw} = 0,42$, auf CME-typische Werte von $O^{7+}/O^{6+}_{CME} = 0,76$ und $Si^{10+}/Si^{9+}_{CME} = 0,63$ erhöhen. Mittels Gleichung (5.6) ergeben sich unter der Annahme von Ionisationsgleichgewicht aus den beiden letzten Werten *freezing in*-Temperaturen von $T_{O76} = 1,89 \cdot 10^6$ K und $T_{Si109} = 1,66 \cdot 10^6$ K. Das zu ermittelnde Temperaturprofil kann die O^{7+}/O^{6+} - und Si^{10+}/Si^{9+} -Werte der CMEs nur wiedergegeben, wenn es in den Bereichen, wo die Ladungszustandsverhältnisse einfrieren, d.h. nicht mehr der tatsächlichen Temperaturentwicklung folgen können, etwa auf Höhe der *freezing in*-Temperaturen liegt. Da O^{7+}/O^{6+} vor und Si^{10+}/Si^{9+} hinter dem Temperaturmaximum einfriert, muß das Maximum des CME-Temperaturprofils auf jeden Fall größer sein als T_{O76} . T_{O76} ist aber bereits etwas größer als das Maximum des Temperaturprofils des langsamen Sonnenwinds $T_{max} = 1,82 \cdot 10^6$ K. Wird vorausgesetzt, daß sich die prinzipielle Form des Temperaturprofils nicht ändert, können die in den CMEs beobachteten Ladungszustandsverhältnisse daher nur bei einem Temperaturprofil entstehen, das zu-

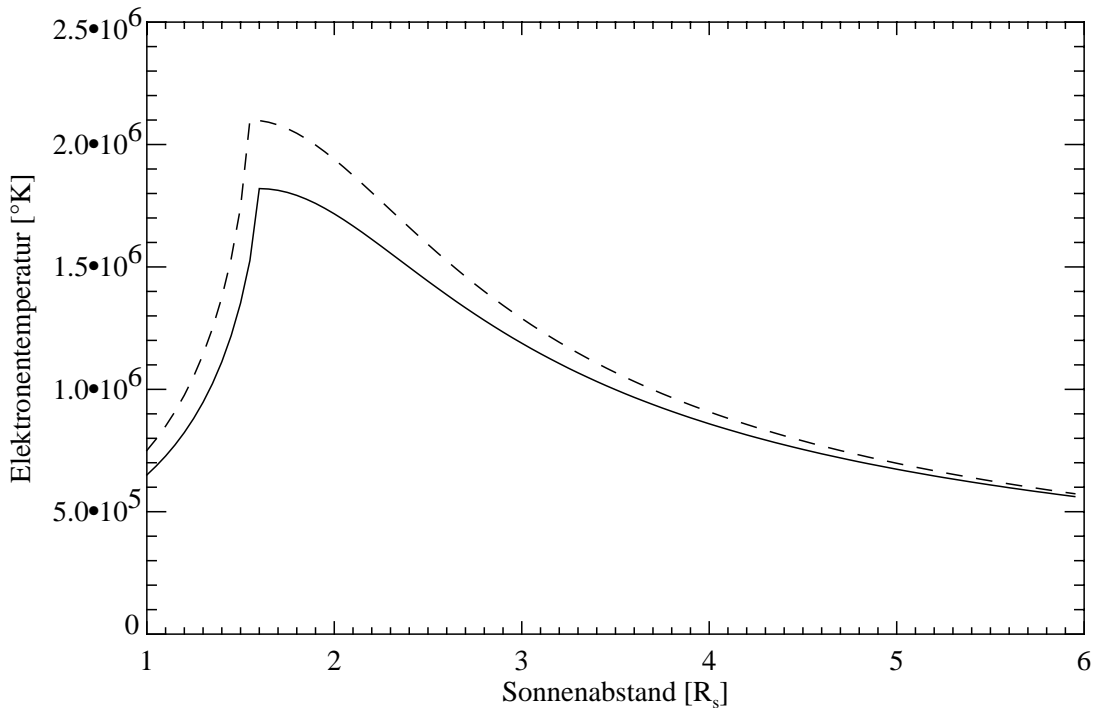


Abb. 5.10: Temperaturprofil des langsamen Sonnenwinds (durchgezogen) und mögliches Temperaturprofil der im langsamen Sonnenwind beobachteten CMEs mit Wolkenstruktur (gestrichelt).

	schneller SW	CME	langsamer SW	CME
O^{7+}/O^{6+} (gemessen)	0,046	0,304	0,332	0,76
O^{7+}/O^{6+} (berechnet)	0,047	0,304	0,33	0,76
Si^{10+}/Si^{9+} (gemessen)	0,52	1,56	0,419	0,63
Si^{10+}/Si^{9+} (berechnet)	0,51	1,55	0,42	0,64
T_{\max} [10^6 K]	1,7	2,35	1,82	2,15
r_{\max} [R_s]	1,44	1,41	1,6	1,65
T_1 [10^6 K]	0,5	0,5	0,65	0,8
r_b [R_s]	2,2	2,5	2,2	1,6
f	1	1	1	1
u_1 [km/s]	1	1	1	1
u_6 [km/s]	300	300	150	150

Tab. 5.3: Ladungszustandsverhältnisse und Profilparameter für den langsamen und schnellen Sonnenwind und für im langsamen bzw. im schnellen Sonnenwind beobachtete CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur.

mindest im Gebiet zwischen den *freezing in*-Bereichen der beiden Ladungszustandsverhältnisse deutlich über dem Temperaturprofil des langsamen Sonnenwinds liegt. Die Verschiebung der *freezing in*-Radien in die Nähe des Maximums des Sonnenwindtemperaturprofils durch eine Veränderungen der Dichte- und Geschwindigkeitsprofile reicht nicht aus, um die Erhöhung der Ladungszustandsverhältnisse zu erklären. Der Entstehungsprozeß der im langsamen Sonnenwind beobachteten CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke ist daher auf jeden Fall mit einer Erhöhung der Elektronentemperatur im Entstehungsgebiet dieser Ereignisse verbunden. Abb. 5.10 zeigt den Vergleich des Temperaturprofils des langsamen Sonnenwinds und eines CME-Temperaturprofils, das bei unverändertem Dichte- und Geschwindigkeitsprofil die beobachtete Erhöhung der Ladungszustandsverhältnisse reproduziert. Die Parameter des Profils sind in Tab. 5.3 angegeben.

Im schnellen Sonnenwind beobachtete CMEs:

Bei der Berechnung der Ladungszustandsverhältnisse der im schnellen Sonnenwind beobachteten CMEs wird in gleicher Weise vorgegangen wie bei den Ereignissen im langsamen Sonnenwind. Die Ladungszustandsverhältnisse O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} der im schnellen Sonnenwind beobachteten CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur liegen im Durchschnitt um den Faktor 6,6 (Tab. 4.1) bzw. 3,0 (Tab. 4.3) über den Sonnenwindwerten. Im Vergleich zum schnellen Sonnenwind müssen sich daher die koronalen Bedingungen im Entstehungsgebiet der CMEs so geändert haben, daß sich die in Tab.

5.1 angegebenen typischen Ladungszustandsverhältnisse für den schnellen Sonnenwind, $O^{7+}/O^{6+}_{sw} = 0,046$ und $Si^{10+}/Si^{9+}_{sw} = 0,52$, auf CME-typische Werte von $O^{7+}/O^{6+}_{CME} = 0,304$ und $Si^{10+}/Si^{9+}_{CME} = 1,56$ erhöhen. Aus den beiden letzten Werten ergeben sich nach Gleichung (5.6) *freezing in*-Temperaturen von $T_{O76} = 1,57 \cdot 10^6$ K und $T_{Si109} = 2,16 \cdot 10^6$ K. Die in den CMEs beobachteten Ladungszustände können sich nur bei einem Temperaturprofil einstellen, dessen Maximum größer als T_{Si109} ist. Das zu ermittelnde CME-Temperaturprofil muß also, zumindest im Bereich des Maximums, deutlich über dem Profil des schnellen Sonnenwinds mit $T_{max} = 1,7 \cdot 10^6$ K liegen. Eine Verschiebung der *freezing in*-Bereiche in die Nähe des Maximums des Sonnenwindtemperaturprofils durch die Veränderung der Elektronendichte und der Geschwindigkeit der Ionen kann, wie bei den im langsamen Sonnenwind beobachteten CMEs mit Wolkenstruktur, nicht ausreichen, um die beobachtete Erhöhung der Ladungszustandsverhältnisse zu erklären. Abb. 5.11 stellt ein mögliches CME-Temperaturprofil dar, das die gemessenen O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} -Verhältnisse bei unveränderten Dichte- und Geschwindigkeitsprofilen gut wiedergibt. Die Parameter des Profils befinden sich in Tabelle 5.3.

Das Hauptergebnis der in diesem Kapitel erläuterten Berechnungen ist, daß nur ein Anstieg der Elektronentemperatur die starke Erhöhung der Ionisationszustände in den CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur erklären kann. Dieses Resultat gilt sowohl für die im langsamen Sonnenwind als auch für die im schnellen Sonnenwind beobachteten Ereignisse. Aus den Ladungszustandsverhältnissen in den CMEs ergeben sich *freezing*

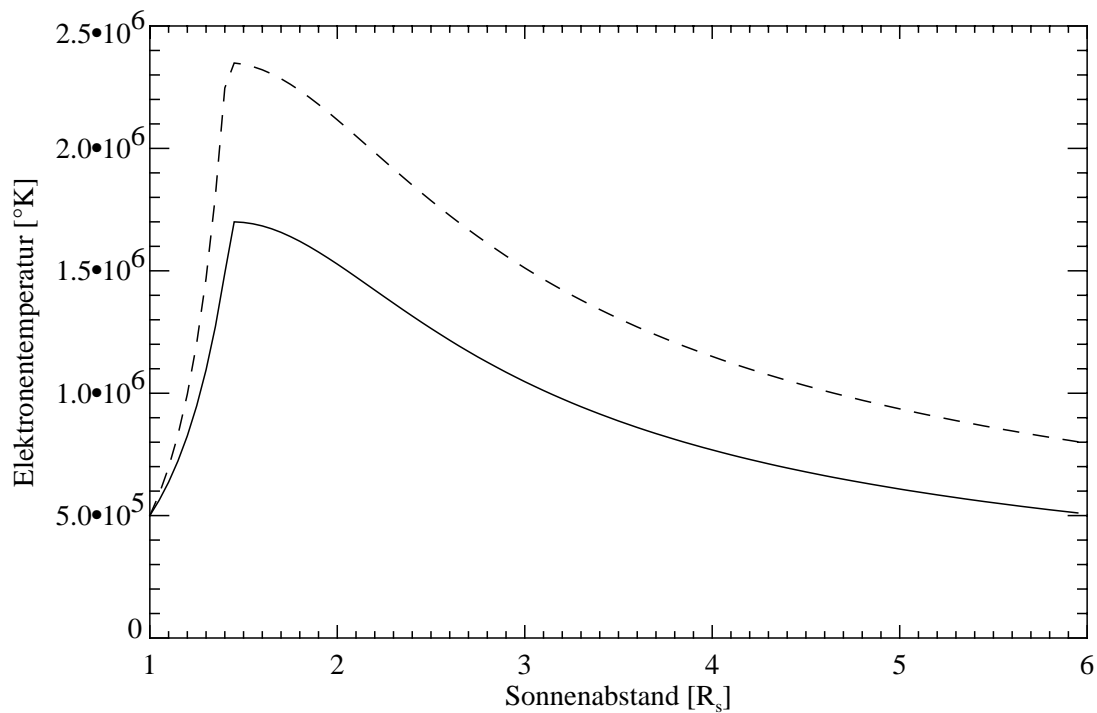


Abb. 5.11: Temperaturprofil des schnellen Sonnenwinds (durchgezogen) und mögliches Temperaturprofil der im schnellen Sonnenwind beobachteten CMEs mit Wolkenstruktur (gestrichelt).

in-Temperaturen, die zum Teil deutlich über den Maxima der Temperaturprofile des langsamen bzw. schnellen Sonnenwinds liegen. Die *freezing in*-Temperaturen der Ladungszustandsverhältnisse bestimmen die Mindesttemperatur, die das CME-Temperaturprofil erreichen muß, um die beobachteten Ladungszustandsverhältnisse erzeugen zu können. Unabhängig von möglichen Veränderungen der Dichte- und Geschwindigkeitsprofile müssen daher die Temperaturprofile der CMEs gegenüber den Temperaturprofilen der entsprechenden Sonnenwindströme erhöht sein. Die in den Abb. 5.10 und 5.11 dargestellten Temperaturprofile zeigen, wie die Temperaturänderungen aussehen könnten, wenn für die CMEs die Dichte- und Geschwindigkeitsprofile des langsamen bzw. schnellen Sonnenwinds zugrundegelegt werden. Die angegebenen Temperaturprofile sind allerdings nicht eindeutig. Es gibt, wie bereits in Kap 5.3.3 erläutert, zu den gleichen Dichte- und Geschwindigkeitsprofilen weitere Temperaturprofile, die bei leicht geänderter Form und etwas anderen Werten für r_{\max} , T_{\max} und T_1 ebenfalls die beobachteten Ladungszustandsverhältnisse reproduzieren. Werden zusätzlich Dichte- und Geschwindigkeitsveränderungen berücksichtigt, können auch Temperaturprofile die beobachteten Ionisationszustände reproduzieren, die abgesehen davon, daß sie die notwendige Mindesttemperatur erreichen, sehr unterschiedliche Parameter besitzen. Eine Eingrenzung der möglichen Temperaturprofile ist durch die Analyse weiterer Ladungszustandsverhältnisse, die Verwendung realistischerer Dichte- und Geschwindigkeitsprofile und die Berücksichtigung der gegenseitigen Beeinflussung der Profile im Rahmen eines komplexen CME-Modells möglich.

5.3.6 Dichte- und Geschwindigkeitsveränderungen

Bei allen bisherigen Berechnungen der Ladungszustandsverhältnisse in CMEs wurden die Dichte- und Geschwindigkeitsprofile des langsamen bzw. schnellen Sonnenwinds zugrundegelegt und die Temperaturprofile ermittelt, die die beobachteten Ionisationszustände reproduzieren. Für diese Vorgehensweise gab es zwei Gründe: zum einen liegen, wie bereits in Kap. 5.3.2 erläutert, nur unzureichende Kenntnisse über die radiale Dichteentwicklung in CMEs vor, und zum anderen standen für diese Arbeit keine numerischen CME-Modelle zur Verfügung, mit denen konsistente Sätze von Temperatur, Dichte- und Geschwindigkeitsprofilen berechnet werden können.

Im folgenden wird der Einfluß von Dichte- und Geschwindigkeitsänderungen am Beispiel des Temperaturprofils des schnellen Sonnenwinds untersucht. Die Dichte- und Geschwindigkeitsprofile werden dazu bei festgehaltenem Temperaturprofil verändert. In Abb. 5.12 ist die radiale Entwicklung der Ladungszustandsverhältnisse O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} für das Temperaturprofil des schnellen Sonnenwinds und verschiedene Dichte- und Geschwindigkeitsprofile dargestellt. Die resultierenden Ladungszustandsverhältnisse weisen zum Teil erhebliche Unterschiede auf, weil sie in Abhängigkeit vom

Dichte- und Geschwindigkeitsverlauf in anderen Bereichen des Temperaturprofils einfüren. Im einzelnen wurden folgende Dichte- und Geschwindigkeitsprofile kombiniert:

1. Dichte- und Geschwindigkeitsprofile des schnellen Sonnenwinds wie in Tab. 5.1 angegeben (Abb. 5.12, durchgezogene Linien).
2. Um Faktor 2 erhöhtes Dichteprofil und Geschwindigkeitsprofil mit halber Geschwindigkeit bei $6R_s$ ($u_6 = 150 \text{ km/s}$) (Abb. 5.12, gestrichelte Linien).
3. Um Faktor 2 verringertes Dichteprofil und Geschwindigkeitsprofil mit doppelter Geschwindigkeit bei $6R_s$ ($u_6 = 600 \text{ km/s}$) (Abb. 5.12, gepunktete Linien).

Die in Abb. 5.9 dargestellten Ergebnisse machen deutlich, daß Dichte- oder Ge-

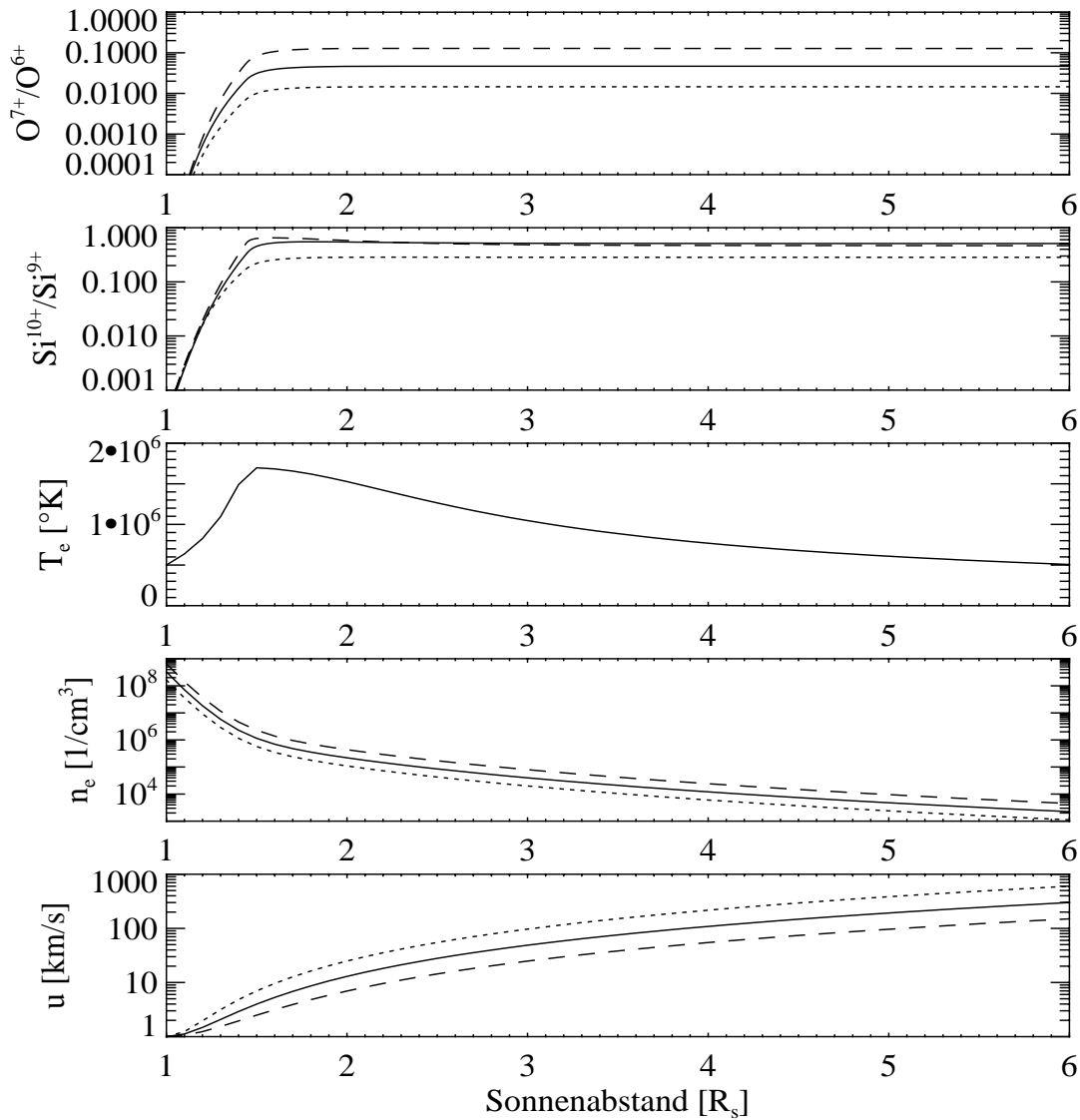


Abb. 5.12: Radiale Entwicklung der Ladungszustandsverhältnisse O^{7+}/O^{6+} und Si^{10+}/Si^{9+} für die im Text beschriebenen Kombinationen aus Dichte- und Geschwindigkeitsprofilen.

Kombination 1: Volle Linien.

Kombination 2: Gestrichelte Linien.

Kombination 3: Gepunktete Linien.

schwindigkeitveränderungen eine nicht zu vernachlässigende Rolle bei der Einstellung von Ladungszustandsverhältnissen spielen können. Besonders die allgemein übliche Praxis der Umrechnung von Ladungszustandsverhältnissen in *freezing in*-Temperaturen muß vor diesem Hintergrund kritisch betrachtet werden. Für die drei Profilkombination ergeben sich folgende *freezing in*-Temperaturen:

1. $T_{O76} = 1,19 \cdot 10^6 \text{ K}$ und $T_{Si109} = 1,57 \cdot 10^6 \text{ K}$,
2. $T_{O76} = 1,36 \cdot 10^6 \text{ K}$ und $T_{Si109} = 1,54 \cdot 10^6 \text{ K}$ und
3. $T_{O76} = 1,04 \cdot 10^6 \text{ K}$ und $T_{Si109} = 1,36 \cdot 10^6 \text{ K}$.

Durch eine Veränderung der Dichte- und Geschwindigkeitsprofile in plausiblen Grenzen ergeben sich also für dasselbe Temperaturprofil deutlich verschiedene *freezing in*-Temperaturen. Die *freezing in*-Temperatur, die laut Gleichung (5.6) nur von der Elektronentemperatur abhängig ist, wird indirekt auch von der Elektronendichte und Abströmgeschwindigkeit der Ionen beeinflusst. Sie ist ein von Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit abhängiger Parameter.

6 Zusammenfassung

Die in den vorangegangenen Kapiteln durchgeführte Untersuchung des Ionisationszustands und der magnetischen Topologie koronaler Massenauswürfe hat zwei wesentliche Resultate geliefert: Zum einen wurde ein systematischer Zusammenhang zwischen Ionisationszustand und magnetischer Struktur gefunden, der es ermöglicht, die CMEs hinsichtlich dieser Eigenschaften in zwei Gruppen einzuteilen. Zum anderen konnten durch die Anwendung des *freezing in*-Prinzips aus den im interplanetaren Raum beobachteten Ionisationseigenschaften Rückschlüsse auf die physikalischen Bedingungen im Entstehungsgebiet der CMEs gezogen werden.

Als Grundlage für die Untersuchungen wurde eine Liste mit 57 sicher identifizierten CMEs zusammengestellt, die von der Raumsonde *Ulysses* zwischen 1991 und 1996 beobachtet wurden. Die in der CME-Liste enthaltenen Ereignisse wurden, wegen der um fast 90° gegen die Ekliptik geneigten Flugbahn der Sonde, bei sehr unterschiedlichen heliographischen Breiten und Sonnenwindgeschwindigkeiten angetroffen. Die Analyse der zu diesen Ereignissen von den Experimenten SWICS (*Solar Wind Ion Composition Spectrometer*) und VHM (*Vector Helium Magnetometer*) gelieferten Daten, ergab folgenden Zusammenhang:

- CMEs, die die Topologie einer magnetischen Wolke besitzen, weisen im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind in der Regel stark erhöhte Ionisationszustände auf.
- CMEs, die nicht die Struktur einer magnetischen Wolke aufweisen, besitzen fast immer den gleichen Ionisationszustand wie der Sonnenwind in ihrer Umgebung.

Dieses Ergebnis ist im wesentlichen unabhängig von der heliographischen Breite und vom Sonnenwindtyp, in dem der CME beobachtet wurde. Lediglich der Anteil der CMEs mit der Topologie einer magnetischen Wolke an der Gesamtzahl der Ereignisse erhöht sich mit zunehmender Entfernung von der Ekliptik bzw. mit zunehmender Sonnenwindgeschwindigkeit. Wegen der Veränderung der Sonnenaktivität im Laufe der *Ulysses*-Mission kann ein Zusammenhang mit dem Sonnenzyklus nicht ausgeschlossen werden. Der derzeit laufende zweite Sonnumflug kann diesen Punkt klären. Die Gültigkeit des im zweiten Stichpunkt genannten Ergebnisses, unabhängig von der Sonnenwindgeschwindigkeit, ermöglicht zwei weitere Schlußfolgerungen: Im Entstehungsgebiet der CMEs ohne magnetische Wolkenstruktur können sehr verschiedenen Temperatur-, Dichte- und Geschwindigkeitsbedingungen herrschen, die entweder zu den im langsamen oder zu den im schnellen Sonnenwind herrschenden Ionisationszuständen führen. Außerdem breiten sich die CMEs innerhalb des für ihren

Ionisationszustand typischen Sonnenwindstroms in den interplanetaren Raum aus. Übergänge vom langsamen in den schnellen Sonnenwind oder umgekehrt scheinen in der Regel nicht stattzufinden.

Durch die Analyse des Ionisationszustands einer relativ großen Anzahl von CMEs konnte gezeigt werden, daß die Ladungszustandsverhältnisse schwerer Ionen ein wesentliches Kriterium für die Identifikation von CMEs mit der Struktur einer magnetischen Wolke darstellen.

Zur Untersuchung der Ursachen für die Erhöhung der Ionisationszustände in CMEs mit magnetischer Wolkenstruktur wurden die Ionisationsgleichungssysteme von Sauerstoff und Silizium numerisch gelöst. Es konnte gezeigt werden, daß die beobachtete Erhöhung der Ionisationszustände nur durch eine deutliche Erhöhung der Elektronentemperatur im Entstehungsgebiet der CMEs zu erklären ist. Gleichzeitig wurde aber auch deutlich gemacht, daß die Einstellung der Ionisationszustände prinzipiell von Elektronentemperaturverlauf, Elektronendichteprofil und Abströmgeschwindigkeit der Ionen gemeinsam abhängt. In diesem Zusammenhang ist die physikalische Aussage von *freezing in*-Temperaturen diskutiert worden.

Durch Abschätzung des magnetischen Energieinhalts eines typischen koronalen Magnetfeldbogens und der Magnetfeldenergie der untersuchten CME-Ereignisse konnte plausibel gemacht werden, daß das koronale Magnetfeld als Energiequelle für die Aufheizung im Entstehungsgebiet der CMEs mit Wolkenstruktur ausreicht. Diese Aussage trifft auch auf die CMEs zu, bei denen keine magnetische Wolkenstruktur beobachtet wurde. Generell ist der magnetische Energieinhalt in den CMEs mit Wolkenstruktur höher als in den CMEs, die diese Topologie nicht besitzen.

Die Auswertung der zahlreichen Aufnahmen von CMEs, die das Koronagraphensystem *LASCO* liefert, kann in naher Zukunft Geschwindigkeits- und vor allem Dichteprofile der verschiedenen im optischen Bereich beobachteten CME-Arten zur Verfügung stellen. Mit solchen Profilen wäre es möglich, durch die Anwendung der in dieser Arbeit benutzten Methode, die im interplanetaren Raum gemessenen Ionisationszustände von CMEs mit den entsprechenden optischen Beobachtungen in Verbindung zu bringen. So könnte geklärt werden, ob den beobachteten Unterschieden zwischen CMEs mit und ohne magnetischer Wolkenstruktur, verschiedene Klassen optisch beobachteter koronaler Massenauswürfe entsprechen. Durch eine Kombination der Ladungszustandsberechnung mit CME-Modellen würde sich die Möglichkeit bieten, die Ionisationszustände von CMEs mit konsistenten Temperatur-, Dichte-, und Geschwindigkeitsprofilen zu berechnen. Darüber hinaus könnten die CME-Modelle auf diese Weise getestet werden.

7 Literatur

- Anzer, U., Pneuman, G. W., Magnetic reconnection and coronal transients, *Solar Phys.*, 79, 129, 1982
- Balogh, A., Beek, T. J., Forsyth, R. J., Hedgecock, P. C., Marquedant, R. J., Smith, E. J., Southwood, D. J., Tsurutani, B. T., The magnetic field investigation on the Ulysses mission - Instrumentation and preliminary scientific results, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 92, 221-236, 1992
- Bame, S. J., Asbridge, J. R., Feldman, W. C., Fenimore, E. E., Gosling, J. T., Solar wind heavy ions from flare-heated coronal plasma, *Solar Phys.*, 62, 179-201, 1979
- Bame, S. J., D. J. McComas, B. L. Barraclough, J. L. Phillips, K. J. Sofaly, J. C. Chavez, B. E. Goldstein, R. K. Sakurai, The Ulysses solar wind plasma experiment, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 92, pp. 237, 1992
- Biermann, L., Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Zeitschrift für Astrophysik*, 29, 274-286, 1951
- Bird, M.K., Edenhofer, P., Remote sensing of the solar corona, in *Physiks of the Inner Heliosphere I*, edited by R. Schwenn and E. Marsch, pp. 13-97, Springer-Verlag, Berlin, 1991
- Bray, R. J., Cram, L. E., Durrant, C. J., Loughhead, R. E., *Plasma loops in the solar corona*, Cambridge University Press, Cambridge, 1991
- Bothmer, V., Schwenn, R., Signatures of fast CMEs in interplanetary space, *Adv. Space Res.*, 17, 319-322, 1996
- Bothmer, V., Schwenn, R., The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind, *Ann. Geophysicae*, 16, 1-24, 1998
- Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., Korendyke, C. M., Michels, D. J., Moses, J. D., Socker, D. G., Dere, K. P., Lamy, P. L., Llebaria, A., Bout, M. V., Schwenn, R., Simnett, G. M., Bedford, D. K., Eyles, C. J., The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO), *Solar Phys.*, 162, 357-402, 1995
- Bürgi, A., Geiss, J., Helium and minor ions in the corona and solar wind: Dynamics and charge states, *Solar Phys.*, 103, 347-383, 1986
- Bürgi, A., Effects of non-maxwellian electron velocity distribution functions and non-spherical geometry on minor ions in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 92, 1057-1066, 1987
- Burlaga, L. F., Sittler, E., Mariani, F., Schwenn, R., Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios and IMP8 observations, *J. Geophys. Res.*, 86, 6673, 1981

- Burlaga, L. F., Magnetic clouds, in *Physiks of the Inner Heliosphere II*, edited by R. Schwenn and E. Marsch, pp. 1-19, Springer-Verlag, Berlin, 1991
- Dulk, G. A., Jacques, S., Smerd, S. F., MacQueen, R. M., Gosling, J. T., Steward, R. T., Sheridan, K. V., Robinson, R. D., Magun, A., White light and radio studies of the coronal transient of 14-15 September 1973. I - Material motions and magnetic field, *Solar Phys.*, **49**, 369-394, 1976
- Dryer, M., Coronal transient phenomena, *Space Sci. Rev.*, **33**, 233, 1982
- Eddy, J. A., A nineteenth-century coronal transient, *Astron. Astrophys.*, **34**, 235-240, 1974
- Edlén, B., *Z. Astrophys.* **22**, 30, 1942
- Feldman, W. C., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Montgomery, M. D., Gary, S. P., Solar wind electrons, *J. Geophys. Res.*, **80**, 4181-4196, 1975
- Galvin, A. B., Gloeckler, G., Ipavich, F. M., Shafer, C. M., Geiss, J., Ogilvie, K., Solar wind ion composition measurements by the Ulysses SWICS experiment during transient solar wind flows, *Adv. Space Res.*, **13**, 75-78, 1993
- Galvin, A. B., Minor ion composition in CME-related solar wind, in Coronal Mass Ejections, *Geophysical Monograph 99*, edited by N. Crooker, J. A. Joslelynn and J. Feynman, 253-260, 1997
- Geiss, J., Gloeckler, G., von Steiger, R., Balsiger, H., Fisk, L. A., Galvin, A. B., Ipavich, F. M., Livi, S., McKenzie, J. F., Ogilvie, K. W., Wilken, B., The southern high-speed stream - results from the swics instrument on ULYSSES, *Science*, **268**, 1033, 1995
- Gliem, F., Rieck, W., Dinse, H., SWICS DPU, *Dokumentation*, Institut für Datenverarbeitung, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 1988
- Gloeckler, G., Hsieh, K. C., Time-of-flight technique for particle identification from 2-400 keV/nucleon, *Nucl. Instruments and Methods*, **165**, 537-544, 1979
- Gloeckler, G., Geiss, J., Balsiger, H., Fisk, L. A., Gliem, F., Ipavich, F. M., Ogilvie, K. W., Stüdemann, W., Wilken, B., The ISPM Solar Wind Ion Composition Spectrometer, *ESA SP-1050*, 1983
- Gloeckler et al., The solar wind ion composition spectrometer, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **92**, 267-289, 1992
- Goldstein, B. E., Neugebauer, M., Phillips, J. L., Bame, S., Gosling, J. T., McComas, D. J., Wang Y.-M., Sheeley, Jr., N. R., Ulysses Plasma Parameters: Latitudinal, Radial, and Temporal Variations, *Astronomy and Astrophysics*, **316**, 296, 1996
- Goldstein, H., On the field configuration in magnetic clouds, in *Solar Wind Five*, NASA Conference Publ. 2280, 731-733, 1983
- Gosling, J. T., Hildner, E., MacQueen, R. M., Munro, R. H., Poland, A.I., Ross, C. L., Mass ejections from the sun: a view from Skylab, *J. Geophys. Res.*, **79**, 4581-4587, 1974
- Gosling, J. T., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Feldman, W. C., Zwickl, R. D., Observations of large fluxes of He^+ in the solar wind following an interplanetary shock, *J. Geophys. Res.*, **85**, 3431-3434, 1980
- Gosling, J. T., Baker, D. N., Bame, S. J., Feldman, W. C., Zwickl, R. D., Smith, E. J., Bidirectional solar wind electron heat flux events, *J. Geophys. Res.*, **92**, 8519, 1987

- Gosling, J. T., Bame, S. J., Smith, E. J., Burton, M. E., Forward-reverse shock pairs associated with transient disturbances in the solar wind at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, **93**, 8741-8748, 1988
- Gosling, J. T., McComas, D. J., Field line draping about fast coronal mass ejecta: A source of strong out-of-the-ecliptic interplanetary magnetic fields, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1239-1242, 1987
- Gosling J. T., Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space, *Geophysical Monograph* **58**, 343, 1990
- Gosling, J. T., Coronal mass ejections in the solar wind at high solar latitudes: An overview, in *Proc. of the third SOHO workshop*, ESA SP-373, 1994a
- Gosling, J. T., Bame, S. J., McComas, D. J., Phillips, J. L., Goldstein, B. E., Neugebauer, M., The speed of coronal mass ejections in the solar wind at mid heliographic latitudes: Ulysses, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 1109-1112, 1994b
- Gosling, J. T., Bame, S. J., McComas, D. J., Phillips, J. L., Balogh, A., Strong, K. T., Coronal mass ejections at high heliographic latitudes: Ulysses, *Space Sci. Rev.*, **72**, 133-136, 1995a
- Gosling, J. T., Birn, J., Three-dimensional reconnection and the magnetic topology of coronal mass ejection events, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 869-872, 1995b
- Gosling, J. T., Riley, P., McComas, D. J., Pizzo, V. J., Overexpanding coronal mass ejections at high heliographic latitudes: Observations and simulations, *J. Geophys. Res.*, **103**, 1941-1954, 1998
- Grevesse, N., Anders, E., Solar element abundances, in *Solar interior and atmosphere*, University of Arizona Press, Tucson, AZ, 1227-1234, 1991
- Hammond, C. M., Feldman, W. C., Phillips, J. L., Balogh, A., Ulysses observations of double ion beams associated with coronal mass ejections, *Adv. Space Res.*, vol. **17**, no. 4/5, 303-306, 1996a
- Hammond, C. M., Phillips, J. L., Crawford, G. K., Balogh, A., The relationship between electron density and temperature inside coronal mass ejections, *Solar Wind Eight*, edited by D. Winterhalter, J. T. Gosling, S. R. Habbal, W. S. Kurth, M. Neugebauer, pp. 558-561, 1996b
- Henoux, J.-C., Models for explaining the observed spatial variation of element abundances – a review, *Adv. Space. Res.*, **15**, (7)23, 1995
- Hildner, E., Gosling, J. T., MacQueen, R. M., Munro, R. H., Poland, A. I., Ross, C. L., Frequency of coronal transients and solar activity, *Solar Phys.*, **48**, 127-135, 1976
- Hildner, E., Mass ejections from the solar corona into interplanetary space, in *Study of travelling interplanetary phenomena*, edited by M. A. Shea, D. F. Smart and S. T. Wu, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, 1977
- Howard, R. A., Sheeley, Jr., N. R., Michels, D. J., Koomen, M. J., Coronal mass ejections-1979-1981, *J. Geophys. Res.*, **90**, 8173-8191, 1985
- Howard, R. A., Sheeley, Jr., N. R., Michels, D. J., Koomen, M. J., The solar cycle dependence of coronal mass ejections, in *The sun and the heliosphere in three dimensions*, ed. by R.G. Marsden, 107-111, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, 1986

- Howard R. A. et al., Observation of CMEs from SOHO/LASCO, in Coronal Mass Ejections, *Geophysical Monograph* 99, edited by N. Crooker, J. A. Joslelynn and J. Feynman, 253-260, 1997
- Hundhausen, A. J., Gilbert, H. E., Bame, S. J., Ionization state of the interplanetary plasma, *J. Geophys. Res.*, 73, 5485, 1968
- Hundhausen, A.J., Sawyer, C. B., House, L., Illing, R.M.E., Wagner, W. J., Coronal mass ejections observed during the Solar Maximum Mission: Latitude distribution and rate of occurrence, *J. Geophys. Res.*, 89, 2639-2646, 1984
- Hundhausen, A.J., The origin and propagation of coronal mass ejections, in *Proc. 6th Internat. Solar Wind Conf.*, ed. by V.J. Pizzo et al., 215-231, NCAR/TN-306, HAO-NCAR, Boulder, CO, USA, 1988
- Joos, R., Zusammensetzung des Sonnenwindplasmas – Eichung des Sonnenwindmassenspektrometers SWICS – Zur Ionisation der Elemente im Übergangsbereich der Sonnenatmosphäre, *Dissertation*, Physikalisches Institut Universität Bern, Bern, 1989
- Kahler, S., Coronal mass ejections, *Rev. Geophys.*, 25, 663-675, 1987
- Kahler, S., Observations of coronal mass ejections near the sun, in *Proc. 6th Internat. Solar Wind Conf.*, ed. by V.J. Pizzo et al., 215-231, NCAR/TN-306, HAO-NCAR, Boulder, CO, USA, 1988
- Kahler, S., The morphological and statistical properties of solar X-ray events with long decay times, *Astrophys. J.*, 214, 891-897, 1977
- Ko, Y.-K., Fisk, L. A., J., Gloeckler, G., Geiss, J., Limitations on suprathermal tails of electrons in the lower solar corona, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 2785-2788, 1996
- Ko, Y.-K., Fisk, L. A., Geiss, J., Gloeckler, G., Guhathakurta, M., An empirical study of the electron temperature and heavy ion velocities in the south polar coronal hole, *Solar Phys.*, 171, 345-361, 1997
- Koomen, m. J., Detweiler, C. R., Brueckner, G. E., Cooper, H. W., Tousey, R., White light coronagraph in OSO-7, *Appl. Opt.*, 743-751, 1975
- Kopp, R. A., Pneuman, G. W., Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon, *Solar Phys.*, 50, 85-98, 1976
- Lepping, R. P., Behannon, K. W., Magnetic field directional discontinuities: 1. Minimum variance errors, *J. Geophys. Res.*, 85, 4695-4703, 1980
- Liu, S., Beobachtung und Analyse plasmaphysikalischer Prozesse im Sonnenwind unter spezieller Berücksichtigung von α -Teilchen und schweren Ionen, *Dissertation*, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Göttingen, 1994
- Low, B. C., Self-similar magnetohydrodynamics IV. The physics of coronal transients, *Astrophys. J.*, 281, 392, 1984
- MacQueen, R.M., Eddy, J.A., Gosling, J.T., Hildner, E., Munro, R.H., Newkirk, Jr., G.A., Poland, A.I., Ross, C.L., The outer solar corona as observed from Skylab: preliminary results, *Ap. J.*, 187, L85-L88, 1974
- MacQueen, R.M., Csoeke-Poeckh, A., Hildner, E., House, L., Reynolds, R., Stanger, A, Tepoel, H., Wagner, W., The High Altitude Observatory Coronagraph/Polarimeter on the Solar Maximum Mission, *Solar Phys.*, 65, 91-105, 1980

- Marsch, E., Kinetic physics of the solar wind plasma, in *Physiks of the Inner Heliosphere II*, edited by R. Schwenn and E. Marsch, pp. 45-133, Springer-Verlag, Berlin, 1991
- Munro, R. H., Gosling, J. T., Hildner, E., MacQueen, R. M., Poland, A. I., Ross, C. L., The association of coronal mass ejection transients with other forms of solar activity, *Solar Phys.*, **61**, 201-215, 1979
- Munro, R. H., Jackson, B. V., Physical properties of a polar coronal hole from 2 to 5 solar radii, *Ap. J.*, **213**, S. 874, 875, 877-886, 1977
- Montgomery, M. D., Bame, S. J., Hundhausen, A. J., *J. Geophys. Res.*, **73**, 4999-, 1980
- Mouschovias, T. Ch., Poland, A. I., Expansion and broadening of coronal loop transients: a theoretical explanation, *Astrophys. J.*, **220**, 675, 1978
- Neugebauer, M., Snyder, C. W., Average properties of the solar wind as determined by Mariner II, *Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena*, 1966
- Olbert, S., in *Physiks of Magnetospheres*, edited by R. C. Carovillano, J. F. McClay, and H. R. Radoski, Reidel, Dordrecht, 641-, 1969
- Owociki, S. P., Holzer, T. E., Hundhausen, A. J., The solar wind ionization state as a coronal temperature diagnostic, *Ap. J.*, **275**, 354-366, 1983
- Owociki, S. P., Scudder, J. D., The effect of a non-maxwellian electron distribution on oxygen and iron ionization balances in then solar wind, *Ap. J.*, **270**, 758-768, 1983
- Parker, E. N., *Ap. J.*, **3**, 51, 1957
- Parker, E. N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Ap. J.*, **128**, 664-675, 1958
- Parker, E. N., The solar-flare phenomenon and the theory of reconnection and annihilation of magnetic fields, *Ap. J. Suppl.*, **8**, 177, 1963
- Parker, E. N., *Ap. J.*, **174**, 499, 1972
- Parker, E. N., Magnetic neutral sheets in evolving fields. II Formation of the solar corona, *Ap. J.*, **264**, 642, 1983
- Peter, H., Mehrflüssigkeitsmodelle der unteren Sonnenatmosphäre und Schlußfolgerungen für den Sonnenwind, *Dissertation*, Göttingen, 1996
- Phillips, J. L., Coronal mass ejections encountered by the Ulysses spacecraft during the in-ecliptic mission phase, *Los Alamos preprint no. LA-UR-97-1087*, 1997
- Rieck, W., Echtzeitklassifikation von Ionen im Weltraum, *Dissertation*, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 1989
- Rosenbauer, H., Schwenn, R., Marsch, E., Meyer, B., Miggenrieder, H., Montgomery, M. D., Muehlhaeuser, K. H., Pilipp, W., Voges, W., Zink, S. M., A survey on initial results of the Helios plasma experiment, *Journal of Geophysics - Zeitschrift für Geophysik*, **42**, 561-580, 1977
- Rosner, R., Low, B. C., Holzer, T. E., Physical processes in the solar corona, in *Physics of the Sun*, Vol. 2, edited by P. A. Strurrock et al., 135-180, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, 1986

- Rust, D.M., Kumar, A., Helical magnetic fields in filaments, *Solar Phys.*, 155, 69-97, 1994
- Schlüter, A., in *IAU Symposium 4, Radio Astronomy*, edited by H.C. van de Hulst, p. 356, Cambridge University Press, Cambridge, 1957
- Schatzman, E. L., Praderie, F., *The Stars*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1993
- Schwenn, R., Rosenbauer, H., Muehlhaeuser, K.-H., Singly-ionized helium in the driver gas of an interplanetary shock wave, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 201-204, 1980
- Schwenn, R., Large-scale structure of the interplanetary medium, in *Physiks of the Inner Heliosphere I*, edited by R. Schwenn and E. Marsch, pp. 45-133, Springer-Verlag, Berlin, 1991
- Scudder, J. D., Olbert, S., A theory of local and global processes which affect solar wind electrons. I - The origin of typical 1 AU velocity distribution functions - Steady state theory, *J. Geophys. Res.*, 84, 2755-2772, 1979a
- Scudder, J. D., Olbert, S., A theory of local and global processes which affect solar wind electrons. II - Experimental support, *J. Geophys. Res.*, 84, 6603-6620, 1979b
- Sheeley, N. R., Jr., Howard, R. A., Michels, D. J., Koomen, M. J., Schwenn, R., Muehlhaeuser, K. H., Rosenbauer, H., Coronal mass ejections and interplanetary shocks, *J. Geophys. Res.*, 90, 163-175, 1985
- Shull, J. M., Van Steenberg, M., The ionization equilibrium of astrophysically abundant elements, *Ap. J. Suppl.*, 48, 95-107, 1982
- Siscoe, G. L., Suey, R. W., Significance criteria for variance matrix applications, *J. Geophys. Res.*, 77, 1321-1322, 1972
- Smerd, S. F., in *AAS-NASA Symposium on flares*, NASA SP-50, 1964
- Smith, E. J., Page, D. E., Wenzel, K.-P., Ulysses: A journey above the sun's poles, *Eos, Transactions, AGU*, 72, 241-248, 1991
- von Steiger, R., Ulysses SWICS efficiencies, 1990
- von Steiger, R., Wimmer-Schweingruber, R. F., Geiss, J., Gloeckler, G., Abundance variations in the solar wind, *Adv. Space Res.*, 15(7), 3-12, 1995
- Stix, M., *The Sun*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1989
- Sonnerup, B. U. Ö., Cahill Jr., L. J., Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations, *J. Geophys. Res.*, 72, 171-183, 1967
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., Loeser, R., Structure of the solar chromosphere III: Modells of the EUV brightness components of the quiet Sun, *Ap. J. Suppl.*, 45, 635, 1981
- Webb, D. F., Hundhausen, A.J., Activity associated with the solar origin of coronal mass ejections, *Sol. Phys.*, 108, 383-401, 1987
- Webb, D. F., Krieger, A. S., Rust, D. M., Coronal X-ray enhancements associated with H-alpha filament disappearances, *Solar Phys.*, 48, 159-186, 1976
- Wenzel, K.-P., Marsden, R. G., Page, D.E., Smith, E.J., Ulysses: The first high-latitude heliospheric mission, *Adv. Space Res.*, 9(4), 25-28, 1989

- Woch, J., Axford, W. I., Mall, U., Wilken, B., Livi, S., Geiss, J., Gloeckler, G., Forsyth, R. J., SWICS/Ulysses observations: The three-dimensional structure of the heliosphere in the declining/minimum phase of the solar cycle, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 2885, 1997

Anhang A1

CME-Liste

Nr.	Jahr	Tag	Helio-graphische Breite [°]	Sonnen-abstand [AU]	magnetische Topologie		Geschwindigkeit [km/s]	Referenz
					Wolke	gleichmäßige Magnetfeld-drehung senkrecht zur Richtung minimaler Varianz [°]		
1	1991	11.100-11.900	-1.4	1.70	nein	-	340	/3/
2	1991	16.700-19.000	-1.7	1.77	nein	-	402	/6/
3	1991	30.285-30.812	-2.2	1.91	nein	-	363	/6/
4	1991	57.700-58.800	-3.1	2.22	ja	170	468	/6/
5	1991	64.042-66.990	-3.3	2.29	ja	170	433	/1/, /3/, /6/
6	1991	74.950-77.540	-3.6	2.42	ja	157	469	/6/
7	1991	77.800-78.500	-3.6	2.44	nein	-	457	/6/
8	1991	80.520-80.870	-3.7	2.46	nein	-	470	/6/
9	1991	83.270-85.490	-3.8	2.50	nein	-	700	/6/
10	1991	86.390-88.500	-3.8	2.53	nein	-	725	/6/
11	1991	88.500-92.780	-3.9	2.57	ja	132	637	/6/
12	1991	98.674-100.667	-4.0	2.67	nein	-	468	/3/, /6/
13	1991	105.310-106.790	-4.1	2.73	nein	-	409	/6/
14	1991	141.790-144.230	-4.6	3.11	nein	-	366	/6/
15	1991	149.219-151.500	-4.7	3.18	ja	134	587	/3/, /6/
16	1991	155.100-156.250	-4.8	3.24	nein	-	473	/6/
17	1991	159.110-160.550	-4.8	3.28	nein	-	541	/6/
18	1991	171.690-174.290	-4.9	3.41	nein	-	580	/6/
19	1991	186.580-189.860	-5.0	3.55	nein	-	559	/6/
20	1991	196.035-197.542	-5.1	3.63	nein	-	422	/3/, /6/
21	1991	221.500-223.500	-5.3	3.87	nein	-	379	/6/
22	1991	244.470-245.610	-5.4	4.07	nein	-	486	/6/
23	1991	253.230-256.330	-5.4	4.16	ja	140	471	/6/

24	1991	261.550- 262.460	-5.5	4.21	ja	177	419	/6/
25	1991	300.500- 301.090	-5.6	4.55	nein	-	503	/6/
26	1991	314.510- 317.530	-5.7	4.68	nein	-	411	/6/
27	1991	321.500- 324.500	-5.7	4.74	ja	155	557	/6/
28	1991	362.000- 363.000	-5.8	5.06	nein	-	472	/6/
29	1992	1.160- 1.290	-5.8	5.09	nein	-	439	/6/
30	1992	6.326- 7.424	-5.9	5.13	nein	-	504	/3/, /6/
31	1992	12.174- 13.625	-5.9	5.18	ja	109	588	/3/, /6/
32	1992	21.600- 22.400	-5.9	5.26	nein	-	440	/6/
33	1992	70.730- 73.270	-7.6	5.40	nein	-	533	/6/
34	1992	75.170- 77.790	-7.9	5.40	nein	-	496	/6/
35	1992	80.210- 81.900	-8.1	5.40	nein	-	455	/6/
36	1992	84.520- 85.770	-8.3	5.40	nein	-	443	/6/
37	1992	86.310- 88.380	-8.4	5.40	nein	-	447	/6/
38	1992	105.390- 107.020	-9.3	5.39	nein	-	398	/6/
39	1992	120.500- 121.800	-10.1	5.38	nein	-	398	/6/
40	1992	127.500- 130.050	-10.5	5.38	nein	-	448	/6/
41	1992	130.730- 133.790	-10.6	5.38	ja	147	434	/6/
42	1992	198.540- 201.500	-14.0	5.32	ja	155	449	/6/
43	1992	206.390- 209.180	-14.4	5.31	nein	-	652	/6/
44	1992	313.920- 314.580	-19.9	5.17	nein	-	918	/6/
45	1992	319.500- 322.500	-20.3	5.15	ja	126	605	/6/
46	1992	323.000- 323.800	-20.4	5.15	nein	-	584	/6/
47	1992	350.210- 352.850	-21.9	5.10	ja	176	483	/6/
48	1993	9.710 - 10.420	-23.3	5.05	nein	-	528	/6/
49	1993	113.290- 113.920	-29.3	4.79	nein	-	753	/6/
50	1993	160.896- 164.062	-32.5	4.64	ja	124	742	/5/, /2/, /4/, /6/
51	1993	201.052- 206.479	-35.2	4.50	ja	123	639	/5/, /2/, /4/, /6/
52	1993	239.833- 242.458	-37.9	4.37	nein	-	768	/2/, /4/, /5/, /6/

53	1994	41.000- 42.000	-52.3	3.63	ja	165	745	/2/, /5/
54	1994	58.437- 59.625	-54.3	3.53	nein	-	781	/2/, /6/
55	1994	111.229- 112.333	-60.6	3.24	nein	-	773	/2/, /6/
56	1995	34.312- 35.700	-22.3	1.40	ja	106	753	/5/
57	1996	288.354- 295.646	24.2	4.46	ja	164	625	/5/

/1/ Hammond, et al., 1996a

/2/ Gosling, 1994a

/3/ Hammond et al., 1996b

/4/ Gosling, 1994b

/5/ Gosling et al., 1998

/6/ Phillips, 1997

Anhang A2

Minimum-Varianz-Analyse

Mit der Minimum-Varianz-Analyse [Sonnerup und Cahill, 1967] der Magnetfelddaten wird ein wohlbestimmtes kartesisches Koordinatensystem gesucht, bei dem eine Achse in die Richtung zeigt, entlang der die mittlere quadratische Abweichung σ^2 der Magnetfelddaten minimal ist.

Der Mittelwert von N während der CME-Passage gemessenen Magnetfeldvektoren $\mathbf{B}^{(i)} = (B_x^{(i)}, B_y^{(i)}, B_z^{(i)})$, $i = 1, \dots, N$, ist

$$\bar{\mathbf{B}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{B}^{(i)}.$$

Es wird ein Normalenvektor \mathbf{n} in der Art gesucht, daß die Standardabweichung der einzelnen Produkte $\mathbf{B}^{(i)} \cdot \mathbf{n}$ vom Mittelwert $\bar{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{n}$ minimal wird. Das ist gleichbedeutend mit der Bestimmung des Minimums von

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\mathbf{B}^{(i)} \cdot \mathbf{n} - \bar{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{n})^2$$

oder der Berechnung des kleinsten Eigenwerts der Kovarianzmatrix

$$\mathbf{M}_{\alpha\beta} = (\overline{B_\alpha B_\beta} - \bar{B}_\alpha \bar{B}_\beta), \quad \alpha, \beta \in \{x, y, z\}.$$

B_α und B_β sind die kartesischen Komponenten eines einzelnen gemessenen Magnetfeldvektors. Da die Kovarianzmatrix symmetrisch ist, besitzt sie reelle Eigenwerte, und die zugehörigen Eigenvektoren sind orthogonal. Der gesuchte Normalenvektor ist der zum kleinsten Eigenwert λ_3 gehörende Eigenvektor \mathbf{e}_3 . Er entspricht der Richtung minimaler Varianz. Die beiden Eigenvektoren \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_1 zum mittleren und größten Eigenwert λ_2 , λ_1 entsprechen den Richtungen mittlerer und maximaler Varianz des Magnetfelds. Alle drei Eigenvektoren zusammen bilden die Hauptachsen eines Varianzellipsoids.

Mit den folgenden Kriterien kann untersucht werden, ob das berechnete Minimum-Varianz-System wohl bestimmt ist [Lepping und Behannon 1980, Siscoe und Suey, 1972]:

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_3} \geq 2$$

und

$$\angle(\mathbf{B}^{(1)}, \mathbf{B}^{(N)}) \geq 30^\circ$$

λ_2 : Eigenwert zum Eigenvektor mittlerer Varianz

λ_3 : Eigenwert zum Eigenvektor minimaler Varianz

$\mathbf{B}^{(1)}$: erster Magnetfeldvektor im Analyseintervall

$\mathbf{B}^{(N)}$: letzter Magnetfeldvektor im Analyseintervall

Die Richtung minimaler Varianz ist auf etwa 10° genau festgelegt, wenn diese Kriterien erfüllt sind.

Anhang A3

Numerisch Lösung der Ionisationsgleichung

Das System aus Z linearen Differentialgleichungen 1. Ordnung

$$u \frac{d}{dr} y_i = n_e [C_{i-1} y_{i-1} - (C_i + R_i) y_i + R_{i+1} y_{i+1}] \quad (\text{A1.1})$$

mit

$$y_i = \frac{n_i u_i}{\sum_{i=0}^Z n_i u_i}$$

und

$$\sum_{i=0}^Z y_i = 1 \quad (\text{A1.2})$$

kann mit dem Runge-Kutta-Verfahren gelöst werden.

Die Anfangsbedingungen werden aus dem Spezialfall $u = 0$ (Ionisationsgleichgewicht) bestimmt, für den (A1.1) in

$$\frac{y_{i+1}}{y_i} = \frac{C_i}{R_{i+1}} \quad (\text{A1.3})$$

übergeht. Aus (A1.2) und (A1.3) folgt für den Anfangswert des n -ten Ladungszustands an der Stelle r_0

$$y_n(r_0) = y_n^{(0)} = 1 - \sum_{\substack{i=0 \\ i \neq n}}^Z y_i^{(0)}. \quad (\text{A1.4})$$

Um $y_n^{(0)}$ aus den Ionisations- und Rekombinationsraten berechnen zu können, ist es notwendig, alle auf der rechten Seite von (A1.4) stehenden $y_i^{(0)}$ als Funktionen

$$y_i^{(0)}(y_n^{(0)}) = \begin{cases} \prod_{j=n}^{i-1} \frac{C_j}{R_{j+1}} y_n^{(0)}, & i > n \\ \prod_{j=i}^{n-1} \frac{R_{j+1}}{C_j} y_n^{(0)}, & i < n \end{cases} = P(i, n) y_n^{(0)} \quad (\text{A1.4})$$

mit $C_j = C_j(T_e(r_0))$ und $R_j = R_j(T_e(r_0))$ auszudrücken. Aus (A1.3) und (A1.4) ergibt sich

$$y_n^{(0)} = \frac{1}{1 + \sum_{\substack{i=0 \\ i \neq n}}^Z P(i, n)}. \quad (\text{A1.5})$$

Ionisations- und Rekombinationskoeffizienten

Die Ionisations- und Rekombinationsraten werden nach den Formeln

$$C_i = A_{i_{col}} \sqrt{T_e} \left(1 + 0,1 \frac{T_e}{T_{i_{col}}} \right)^{-1} \exp \left(-\frac{T_{i_{col}}}{T_e} \right) \quad (\text{A1.6})$$

und

$$R_{i_{rad}} = A_{i_{rad}} \left(\frac{T_e}{10^4 K} \right)^{-x_{i_{rad}}} \quad (\text{A1.7a})$$

$$R_{i_d} = A_{i_d} T_e^{-\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{T_{i_0}}{T_e} \right) \left(1 + B_{i_d} \exp \left(-\frac{T_{i_1}}{T_e} \right) \right) \quad (\text{A1.7b})$$

$$R_i = R_{i_{rad}} + R_{i_d} \quad (\text{A1.7c})$$

bestimmt [Shull und Van Steenberg, 1982]. Die Koeffizienten $A_{i_{col}}$, $T_{i_{col}}$, $A_{i_{rad}}$, $x_{i_{rad}}$, A_{i_d} , B_{i_d} , T_{i_0} und T_{i_1} sind tabelliert [Shull und Van Steenberg, 1982].

Danksagung

Diese Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau/Harz angefertigt. Für die Vergabe des Stipendiums und die Bereitstellung hervorragender wissenschaftlicher Arbeitsmöglichkeiten danke ich der Max-Planck-Gesellschaft und den Direktoren des Instituts Sir Ian Axford, Tor Hagfors und Vytenis Vasyliunas.

Meinem Mentor an der TU Braunschweig, Herrn Prof. Karl-Heinz Glaßmeier, möchte ich sehr für seine Unterstützung bei der Bewerbung für das Stipendium und die Betreuung meiner Arbeit danken.

Besonderer Dank gebührt Herrn Dr. Joachim Woch für die Betreuung meiner Arbeit am Max-Planck-Institut für Aeronomie. Er stand mir bei Fragen und Problemen jederzeit zur Verfügung und hat den zügigen Fortgang der Arbeit auf sehr unkomplizierte Weise unterstützt. Nicht zuletzt durch die Förderung meiner Teilnahme an zahlreichen wissenschaftlichen Tagungen, hat er meine Tätigkeit am Institut besonders lehrreich und interessant gemacht.

Herrn Prof. Rainer Schwenn vom Max-Planck-Institut für Aeronomie danke ich für die Anfertigung des Koreferats zu meiner Dissertation und für zahlreiche sehr nützliche Gespräche und Hinweise.

Nicht zuletzt verdienen meine Eltern, Frau Maria Jacobsen und meine Freundin Manuela Kropp großen Dank für die vielfach geartete Unterstützung, die sie mir während der Anfertigung dieser Arbeit zuteil werden ließen.

Lebenslauf

Name: Thomas Henke
Geburtsdatum: 31. Juli 1968
Geburtsort: Karl-Marx-Stadt
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

09/1975-08/1985: Besuch der allgemeinbildenden polytechnischen Oberschule in Berlin
09/1985-08/1987: Besuch der erweiterten Oberschule in Berlin
Abschluß: Abitur
09/1987-08/1988: Berufspraktikum im Funkwerk Berlin-Köpenick
09/1988-09/1989: Studium der Gerätetechnik an der TU Dresden
10/1989-09/1995: Studium der Physik an der TU Braunschweig
Abschluß: Diplom
03/1994-03/1995: Anfertigung der Diplomarbeit mit dem Thema „Development of precise algorithms for the determination of the time delays of the cluster spacecraft magnetometers“
03/1994-12/1994: Erarbeitung wesentlicher Teile der Diplomarbeit am Blackett Laboratory des Imperial College, London
03/1995-05/1995: Tätigkeit als wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig
Aufgabe: Mitarbeit an der Kalibrierung der Magnetometer der Cluster-Satelliten
10/1995-05/1999: Anfertigung der vorliegenden Dissertation am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau/Harz